

UNIVERSITÉ DE CAEN
N° d'ordre : 40

FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

M. Jacques TEIGER

ATTACHÉ DE RECHERCHE AU C. N. R. S.
LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE DE CAEN

1^{re} THÈSE — MESURES DE LA PRODUCTION DES MÉSONS K^+ PAR
DES PROTONS DANS LES NOYAUX.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

présentées et soutenues le : avril 1960.

JURY

MM. M. SCHERER *président.*

.....
MABBOUX-STROMBERG
M. BERNARD } *examinateurs.*

NEMOURS
IMPRIMERIE ANDRÉ LESOT

1960

UNIVERSITÉ DE CAEN
N° d'ordre : 40

FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

M. Jacques TEIGER

ATTACHÉ DE RECHERCHE AU C. N. R. S.
LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE DE CAEN

1^{re} THÈSE — MESURES DE LA PRODUCTION DES MÉSONS K^+ PAR
DES PROTONS DANS LES NOYAUX.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

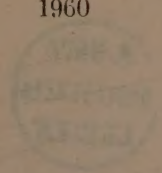
présentées et soutenues le : avril 1960.

JURY

MM. M. SCHERER	<i>président.</i>
██████████	} <i>examinateurs.</i>
MABBOUX-STROMBERG	
M. BERNARD	

NEMOURS
IMPRIMERIE ANDRÉ LESOT

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Doyen : M. LOZAC'H

Assesseur : M. BOCQUET

Personnel enseignant :

Professeurs :

MM. LOZAC'H	(Chimie)
DANGEARD	(Géologie)
SCHERER	(Physique générale).
APERY.....	(Calcul différentiel et intégral).
JACQUET	(Microbiologie).
BOCQUET	(Zoologie)
COLOMBANI.....	(Physique).
Mme WALTER-LÉVY	(Chimie).
MM. PITOT.....	(Botanique).
CAMPBELL.....	(Mécanique rationnelle).
BACHELET.....	(Chimie).
MALLIAVIN	(Mathématiques)
VIALLE	(Chimie).
LE ROUX	(Physique appliquée).
COJAN	(Physique).
PALLU DE LA BARRIÈRE	(Mathématiques).
REY.....	(Zoologie).
PHAM.....	(Mathématiques).

Maîtres de Conférences :

MM. GRAFF	(Chimie).
ROMANET.....	(Chimie).
MONIER.....	(Minéralogie).
GIACOMO	(Physique).
BINET	(Botanique).
CONIA	(Chimie).
PAREYN	(Géologie).
DOGUET.....	(Biologie végétale).
DELLOUÉ	(Physique).
CABANNES.....	(Physique).
RYBAK	(Physiologie animale).
MABBOUX-STROMBERG	(Physique).
GIRAULT	(Mathématiques).
SCHAAL	(Chimie).
NATAF	(Mathématiques).
THUREAU	(Électronique).
GEFFROY.....	(Mathématiques)
BARRAT	(Physique).

Secrétaire principal des Facultés : M. CAUCAL



A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR SCHERER

En témoignage de ma profonde gratitude

MESURES

DE LA PRODUCTION DES MÉSONS K^+

PAR DES PROTONS DANS LES NOYAUX

par M. JACQUES TEIGER

I. — INTRODUCTION

Un des problèmes que se pose la physique des hautes énergies est celui de connaître les processus de production des particules élémentaires et en particulier la production d'un méson lourd et d'un hypéron.

Le type de réaction [1] :

$$\pi + p \rightarrow Y + K$$

est bien connu. Il a été étudié à l'aide de la chambre à bulles à hydrogène. Toutes les sections efficaces pour les productions de ce type sont comprises entre 0,1 mb et 1 mb.

On a aussi étudié la production associée par des mésons π sur les noyaux. Soit le type d'interaction :

$$\pi + \text{noyau} \rightarrow K + Y + \text{noyau résiduel}$$

Cette étude a été faite par divers auteurs [2, 3, 4] à l'aide des chambres à propane ou dans les chambres de Wilson à plaques de différents matériaux et dans les émulsions nucléaires.

Il est également bien établi que l'on peut produire des particules étranges en production associée en faisant agir des protons sur des noyaux [5, 6] :

$$p + \text{noyau} \rightarrow K + Y + \text{noyau ou fragments résiduels de noyau.}$$

C'est ce mode de production qui a été étudié dans notre expérience. Comment peut-on décrire en détail ce processus de production ?

Les premières études de la production associée dans les chocs de protons sur hydrogène [7, 8] avaient indiqué des sections efficaces très faibles par rapport à celles observées dans des chocs de mésons π sur hydrogène. Ceci conduisait à supposer que dans

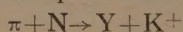
les chocs de protons sur des noyaux, les particules étranges proviennent principalement de l'interaction de mésons π créés dans le noyau même par le proton incident.

Une expérience ultérieure [5] d'interaction de protons dans l'hydrogène a indiqué qu'un noyau d'hydrogène serait aussi efficace pour la production de mésons K^+ qu'un nucléon dans un noyau plus lourd.

Une expérience de production de particules étranges dans les interactions $p-p$ est en cours à Brookhaven à l'aide de la chambre à bulles à hydrogène liquide de 80 cm. Les résultats préliminaires donnent une section efficace totale de production d'environ 0,1 mb pour des protons incidents de 3 Gev et une section efficace de moins de 0,01 mb à 2 Gev.

Nous avons essayé d'analyser tous nos résultats en nous plaçant successivement dans les deux hypothèses suivantes :

1) Tous les mésons K^+ produits par un proton incident sur un noyau proviennent d'une interaction directe de ce proton avec un nucléon individuel. On pourra essayer de décrire le mécanisme d'une telle interaction par l'échange de mésons π entre les deux nucléons, suivi par une production associée sur l'un d'eux :



Devant l'impossibilité de calculer un tel mécanisme, nous nous sommes bornés à déterminer les probabilités des états finaux à trois corps par leur volume dans l'espace des phases. Nous essaierons alors d'interpréter la différence entre ces probabilités et les sections efficaces mesurées par les propriétés de l'élément de matrice de l'interaction. Des expériences sur la production des mésons π [9] montrent que nous pouvons en effet considérer les interactions dans le noyau comme ayant lieu sur un nucléon individuel, ce nucléon étant animé d'une vitesse correspondant à son énergie dans le noyau.

2) Nous supposons que tous les mésons K^+ observés proviennent d'un mécanisme cinématiquement différent :

L'interaction du proton incident avec un premier nucléon conduit à la production de mésons π qui à leur tour interagissent avec un autre nucléon du noyau. Puisque nous supposons les nucléons essentiellement indépendants les uns des autres, nous admettons que ces mésons π possèdent les mêmes spectres d'énergie et distributions angulaires que nous observons à l'extérieur du noyau.

Dans notre expérience nous avons produit des mésons K^+ en bombardant des cibles de carbone, de cuivre et de plomb à l'intérieur du Synchrotron « Saturne » avec des protons dont l'énergie

varie de 1,3 à 3 Gev. Nous avons compté le nombre de mésons K^+ sortant à 35° dans le laboratoire, avec une impulsion de 0,6 Gev/c.

D'autre part, nous avons mesuré l'intensité des mésons K^+ émis à 35° du faisceau primaire avec une impulsion de 0,6 Gev/c, 0,7 Gev/c, 0,8 Gev/c, produits dans le carbone lorsque les protons primaires ont eux-mêmes une énergie de 2,8 Gev.

Deux compteurs de Čerenkov furent utilisés pour identifier les mésons lourds dans le faisceau qui comprenait un grand nombre de mésons π^+ et de protons de même impulsion.

II. — IDENTIFICATION DES MÉSONS K^+

A. LE FAISCEAU SECONDAIRE

La disposition des divers éléments du faisceau est donnée par la fig. 1. Les mésons K^+ sont produits par des protons heurtant la cible avec une énergie variable. Cette cible est placée dans la section droite du synchrotron.

Pour éviter des taux instantanés de comptage trop élevés, on étale le bombardement de la cible sur un temps de 30 à 50 ms. On obtient ce résultat en diminuant progressivement l'amplitude de la tension accélératrice. Cette diminution conduit à un rétrécissement de la région de stabilité de phase. Par unité de temps, des protons, en nombre à peu près constant, échappent au processus d'accélération et spiralent vers la cible qui se trouve sur un rayon inférieur.

En produisant cette perturbation plus ou moins tôt au cours du cycle d'accélération, on bombarde la cible avec des protons d'énergie variable à volonté. Un signal synchronisé ouvre les échelles de comptage pendant le bombardement de la cible uniquement.

Une lentille électromagnétique est placée à 4,3 m de la cible, suivant un axe faisant un angle de 35° avec la direction des protons incidents. Cette lentille, composée de trois quadrupôles, forme une image de la cible à environ 12 m. Un aimant d'analyse, placé immédiatement après le dernier quadrupôle, permet d'obtenir un faisceau de particules d'impulsion bien définie.

Les caractéristiques optiques de l'ensemble formé par les quadrupôles et l'aimant ont été étudiées par la méthode du fil. Ces mesures permettent de connaître l'impulsion moyenne du faisceau à l'endroit des détecteurs en fonction du champ magnétique dans l'analyseur. Nous pouvons déduire, en outre, que les impulsions des particules du faisceau défini par l'ensemble des compteurs sont distribuées en intensité suivant une courbe gaus-

sienne, les deux tiers étant compris dans une bande d'une largeur égale à $\pm 7\%$ de l'impulsion moyenne.

D'après les résultats connus nous pouvions nous attendre à trouver dans ce faisceau, à l'endroit des détecteurs, un méson K^+ pour plusieurs centaines de mésons π^+ (et leurs produits de désintégration) et quelques milliers de protons.

B. LE DISPOSITIF ÉLECTRONIQUE

a) LE PRINCIPE DE LA SÉLECTION.

Dans le faisceau analysé en impulsion, les particules ayant des masses différentes sont animées de vitesses différentes. Pour une impulsion moyenne de $0,6 \text{ GeV}/c$ par exemple, la vitesse relative moyenne $\beta = \frac{v}{c}$ est :

$$\beta_p = 0,538 \text{ pour les protons}$$

$$\beta_K = 0,775 \text{ pour les particules de masse } Mc^2 = 495 \text{ Mev.}$$

$$\beta_\pi = 0,973 \text{ pour les mésons } \pi.$$

La différence entre le temps de vol des mésons légers et celui des mésons lourds est de $\frac{\Delta t_K - \Delta t_\pi}{\Delta l} = 8,8 \times 10^{-11} \text{ sec}$ par mètre à $p=0,6 \text{ GeV}/c$. Compte tenu de la résolution de nos circuits de coïncidence et des intensités relatives des différentes espèces de particules, on peut estimer qu'il faudrait pour les différencier une base de temps de vol qui introduise une différence de $5 \times 10^{-3} \text{ s}$ environ entre les mésons légers et les mésons lourds. Cela correspond à une base de 6 m à 10 m après l'analyse magnétique. Mais le libre parcours moyen de désintégration, dans le système du laboratoire à $p=0,6 \text{ GeV}/c$, est $\lambda = \beta \cdot \gamma \cdot c \cdot \tau = 4,5 \text{ m}$ environ pour les mésons K^+ ($\tau_{K^+} = 1,25 \times 10^{-8} \text{ s}$) comparée à $\lambda = 32 \text{ m}$ environ pour les mésons π^+ .

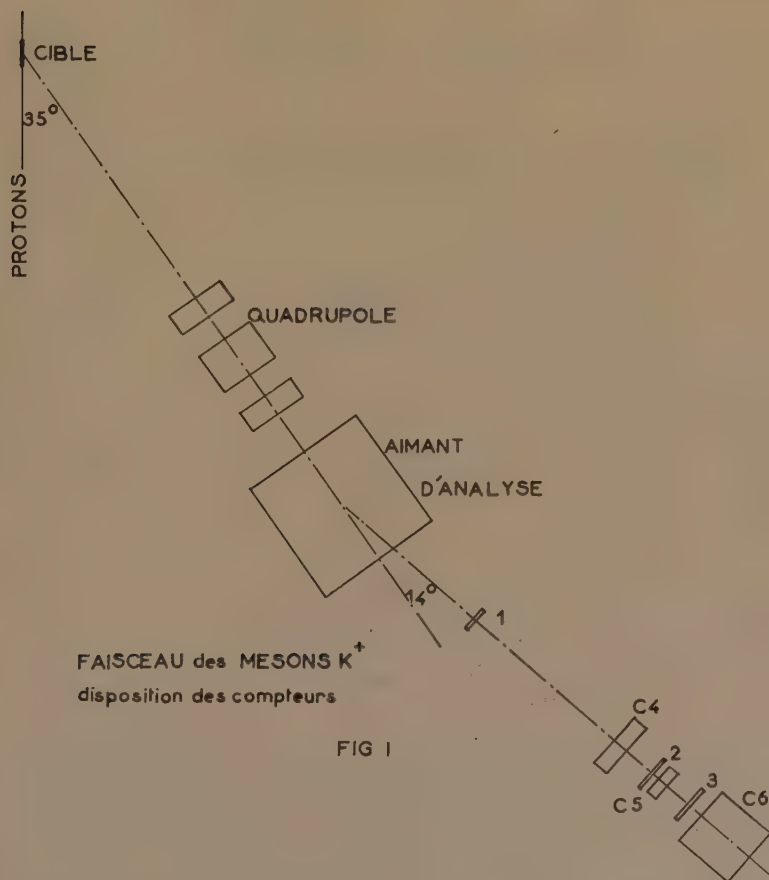
Nous avons cherché à identifier les mésons lourds par une méthode autre que celle du temps de vol. On a employé un dispositif basé essentiellement sur les relations existant entre la vitesse d'une particule d'une part et d'autre part l'intensité et l'angle d'émission du rayonnement Čerenkov qu'elle produit lors de son passage dans un diélectrique. Ce dispositif est constitué :

- 1) D'un télescope formé de compteurs à scintillation, définissant le passage d'une particule dans le faisceau.
- 2) D'un compteur Čerenkov sensible surtout aux mésons légers et à leurs produits de désintégration.
- 3) D'un autre compteur Čerenkov sensible surtout aux mésons lourds. On verra plus loin que les compteurs à scintillation four-

nissent aussi une indication sur la vitesse des particules du fait que l'amplitude des impulsions lumineuses dépend de l'ionisation spécifique. En fait, l'élimination des particules autres que les mésons K^+ est assurée par plusieurs méthodes indépendantes ; chacune à elle seule n'assurerait pas un taux de réjection suffisant.

Le télescope de scintillateurs.

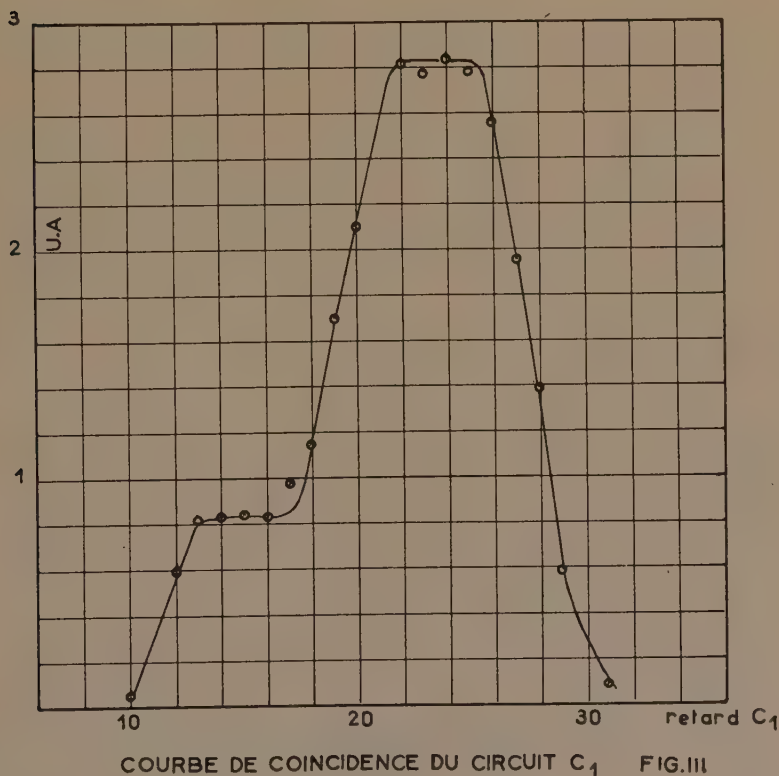
Le compteur à scintillation 1 (fig. 1) a une épaisseur de 6 mm



dans la direction du faisceau et un diamètre de 60 mm. Il est couplé optiquement à un photomultiplicateur R.C.A. type 6810 A, au moyen d'un conduit de lumière en plexiglass et de graisse silicone.

rente, permettent d'ajuster les retards entre les diverses voies au moyen d'un commutateur à plots. Dans le cas qui nous intéresse, le retard du compteur 3 est fixe et on ajuste 1 et 2 par rapport à 3, afin d'obtenir des impulsions simultanées dans le circuit de coïncidence. En raison de la faible distance séparant les compteurs 2 et 3, il n'est pas nécessaire de réajuster leur retard pour les protons, les mésons K ou les mésons π .

Une impulsion à la sortie du circuit C_1 signale le passage d'une particule chargée dans les trois scintillateurs. En faisant varier le retard de l'impulsion 1 à l'aide de la boîte à retards, on passera successivement sur le retard correspondant au temps de vol des mésons π^+ des mésons K^+ et des protons (fig. III).



Les détecteurs Čerenkov.

Le premier problème est l'élimination des mésons π et des leptons chargés qui possèdent tous des vitesses supérieures

à celles des mésons K^+ . Pour cela nous avons utilisé un compteur Čerenkov (compteur 4) à seuil de vitesse. Son radiateur est constitué par un diélectrique transparent dans lequel la vitesse de propagation de la lumière est un peu supérieure à celles des mésons K du faisceau. (Une description plus complète sera donnée plus loin.)

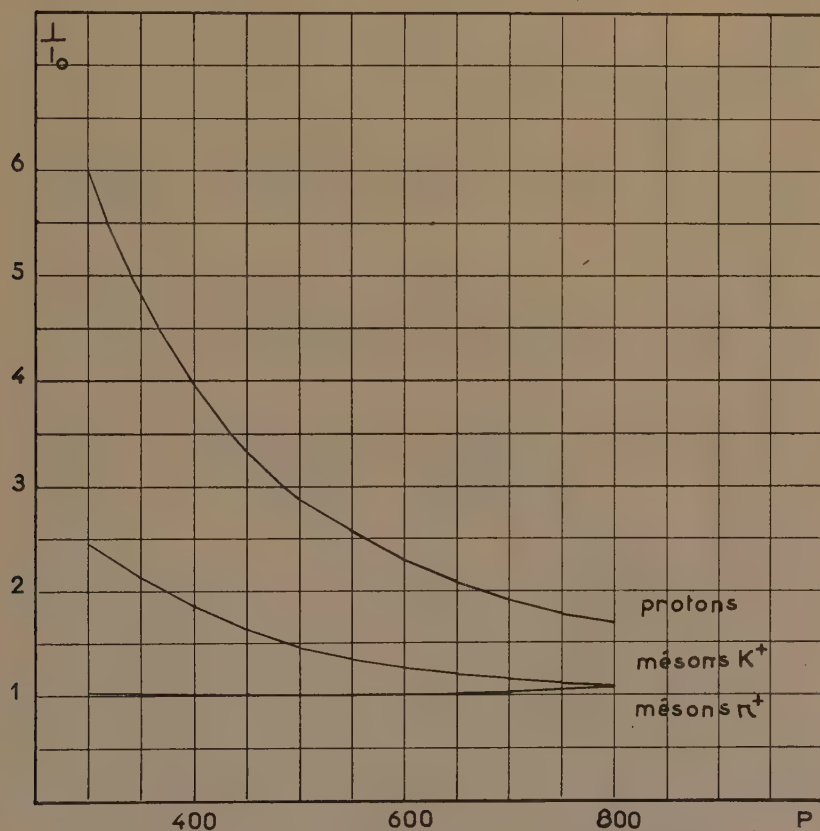
Ce compteur 4 est placé entre les compteurs 1 et 2, contre le compteur 2. On connecte les scintillateurs 2 et 3 et le compteur Čerenkov 4 à un circuit de coïncidence triple, analogue au précédent. A la sortie de ce circuit C_2 l'impulsion rapide est envoyée dans un amplificateur à large bande passante Hewlett Packard, type 460 B, qui l'inverse et donne une impulsion positive limitée à 3 V. Cette impulsion sera, par la suite, le signal d'anticoïncidence pour les mésons π et les leptons chargés.

Nous ne ferons pas intervenir le compteur 1, afin que le signal d'anticoïncidence reste indépendant du retard dans la voie de ce compteur.

Nous devons maintenant éliminer les protons : pour cela nous adoptons un autre compteur Čerenkov (compteur 5) du type Fitch. Ce deuxième compteur a un seuil tel que les mésons K^+ sont détectés, tandis que les protons ne produisent pas de lumière Čerenkov. En outre, ce compteur aide à éliminer les particules plus rapides que les mésons K^+ puisqu'il est construit de façon que la lumière émise par les particules de vitesse élevée subisse la réflexion totale sur la face de sortie et soit absorbée. (Voir la description détaillée de ce compteur plus loin).

Ainsi que la sortie rapide du circuit C_1 , ce compteur 5 est connecté à un circuit de coïncidence C_3 . De plus, nous avons adjoint à ce circuit une anticoïncidence supplémentaire. En effet, alors qu'à 0,6 GeV/c, les protons sont au-dessous du seuil de la radiation Čerenkov dans les deux compteurs, on constate dans le compteur 5 quelques impulsions dues à des protons. La séparation par temps de vol, sans être suffisante pour séparer les différentes espèces de particules, nous permet pourtant de conclure qu'il s'agit de protons. En effet seule la partie de la courbe de retard (fig. 3) correspondante aux particules les plus lentes du faisceau varie quand on supprime ces événements. Pour éliminer ces protons, nous avons utilisé le fait que l'ionisation spécifique des protons (donc l'amplitude des impulsions dans les scintillateurs) est sensiblement plus grande que celle des particules plus légères de même moment (fig. IV). Cette figure donne la perte d'énergie spécifique en fonction de l'impulsion. Pour des pertes d'énergie $I < 3 I_0$ on peut admettre que l'intensité de la scintillation est proportionnelle à l'ionisation spécifique. Des signaux des compteurs 1 et 2 sont envoyés dans un circuit d'addition.

Quand la somme des impulsions dépasse le seuil d'un discriminateur, celui-ci donne une impulsion connectée en anticoincidence à l'entrée de C_3 .



IONISATION SPECIFIQUE EN FONCTION DE P

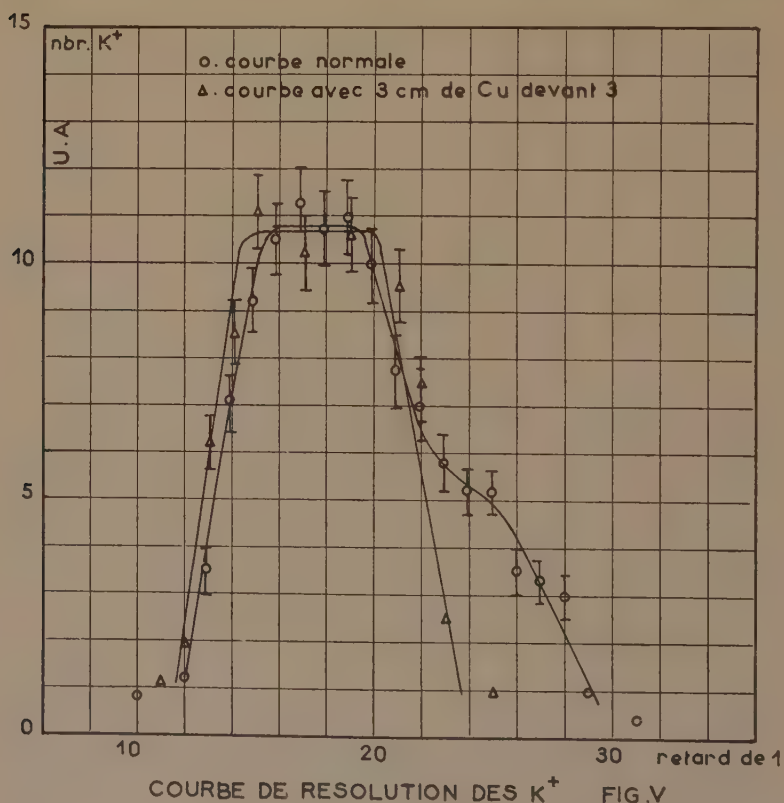
FIG.IV

Finalement, on connecte dans un circuit C_4 , la sortie rapide du circuit C_1 , la sortie rapide du circuit C_3 et, en anticoincidence, la sortie de l'amplificateur Hewlett Packard 460 B qui compte les particules chargées et rapides.

Un signal à la sortie du circuit C_4 est considéré comme provenant du passage d'un méson K^+ dans le faisceau. En effet ce signal signifie :

- 1) qu'une particule chargée a été détectée par les trois scintillateurs,
- 2) qu'elle n'a pas donné lieu à une impulsion dans le compteur à faible indice de **réfraction**,
- 3) qu'elle a produit un signal dans le **compteur** à indice plus élevé,
- 4) que la somme des hauteurs des impulsions dans les scintillateurs 1 et 2 n'a pas atteint le niveau correspondant à l'ionisation spécifique d'un proton.

Si l'on fait varier le retard dans la voie 1, le taux de comptage de la sortie du circuit C_4 varie suivant la courbe de résolution du circuit, centrée sur le retard des mésons K. (fig. V). Sur la figure V,



une première courbe (courbe normale) montre la variation du taux de comptage en fonction du retard dans la voie du compteur 1. Cette courbe montre une déformation du côté des particules

lentes dont la forme nous permet de la décomposer en une partie due à des mésons K^+ et en une partie due à des protons. La comparaison avec la deuxième courbe de la figure V montre que la contribution des protons a disparu par interposition de 3 cm de cuivre devant le compteur 3.

Discussion de la sélection des mésons K^+ .

Quels sont les autres effets qui peuvent donner une impulsion à la sortie du circuit C_4 ?

Considérons d'abord les parasites qui se présentent à des retards fixes correspondant au temps de vol des mésons π^+ et des protons. Les différents événements suivants peuvent se produire :

1) Soit un proton qui traverse tous les compteurs.

Il est éliminé de plusieurs façons :

D'abord par le fait que le compteur Fitch ne le compte pas ; ensuite parce que l'anticoincidence réalisée par la discrimination d'amplitude le supprime.

2) Si un méson π , ou un lepton chargé traverse tous les compteurs, il n'a qu'une chance sur dix mille de n'être pas compté dans le compteur Čerenkov à seuil, multipliée par une chance sur trente d'être compté dans le compteur Fitch.

3) Supposons un proton qui traverse tous les compteurs, suivi à moins de 6×10^{-9} s (temps de résolution) par un méson π qui traverse aussi tous les compteurs : ce type de coïncidence fortuite est éliminé puisqu'il est simplement la combinaison des deux cas précédents.

Par contre, si un proton traverse tous les compteurs avec simultanément un méson π qui traverse les scintillateurs 2 et 3 et le compteur Fitch, (le compteur 1 ne voyant que la partie centrale du faisceau qui serait définie uniquement par les compteurs 2 et 3), ce type de coïncidence fortuite est aussi supprimé du fait de l'élimination des protons. Ce cas est encore semblable à celui d'un méson π traversant simultanément tous les compteurs et d'un proton traversant les compteurs 2 et 3 et le compteur Fitch.

Nous allons considérer maintenant les types de coïncidences fortuites qui peuvent apparaître quel que soit le retard.

4) Supposons une particule quelconque passant dans le scintillateur 1, tandis qu'un proton simultanément passe dans les compteurs 2, 3 et les compteurs Čerenkov 4 et 5. La seule barrière qui puisse éliminer cette coïncidence fortuite est le compteur Fitch.

Le cas d'une particule quelconque qui passe dans le compteur 1, tandis que, cette fois, un méson π passe dans les comp-

teurs 2, 3, 4, 5, est identique à celui de l'élimination d'un méson π du faisceau (§ 2).

5) Tous les cas où des particules de même nature se présentent dans le compteur 1 et dans les compteurs 2, 3, 4, 5, par exemple deux protons ou deux mésons π , ne sont pas à craindre, car notre système se comporte alors comme pour une particule unique.

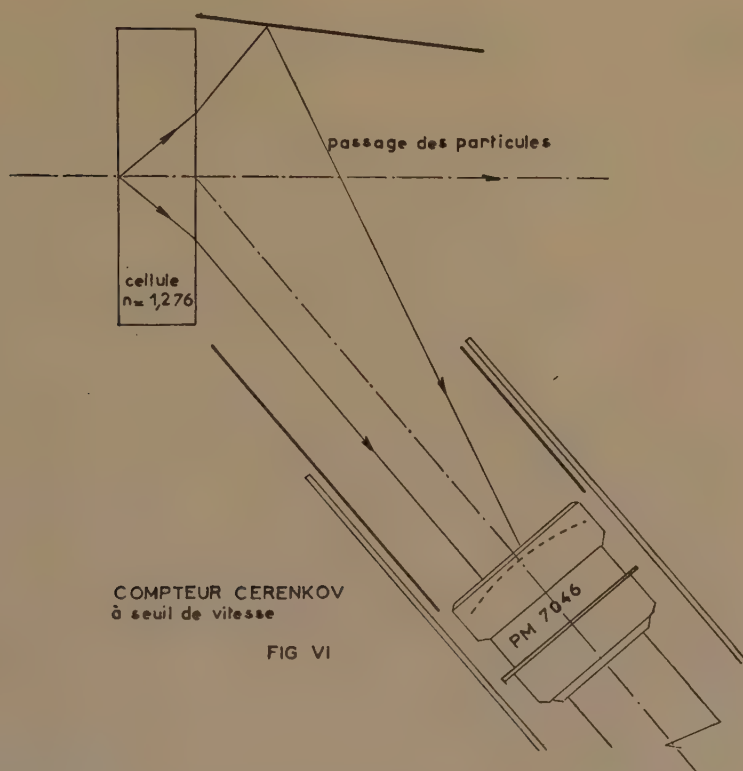
Le taux de coïncidences fortuites du dernier type (une particule indépendante dans le compteur 1), apparaît immédiatement par un taux de comptage indépendant du retard dans la voie 1. Il est de l'ordre de 5% du nombre des mésons K^+ et nous en avons tenu compte.

Nous n'envisageons pas les coïncidences fortuites de plus de deux particules. Mais nous avons considéré les possibilités d'interaction des particules dans les compteurs. L'événement le plus dangereux est un méson π interagissant en amont ou à l'entrée du compteur à seuil sans avoir parcouru une longueur suffisante pour donner le signal d'anticoïncidence. Nous obtenons alors un comptage parasite si cette interaction donne lieu à l'émission d'une particule plus lente (proton ou π inélastique) capable de déclencher les scintillateurs 2 et 3 et le compteur Fitch. Il est donc important d'exiger une définition des particules en assez bonne géométrie à la sortie du compteur Čerenkov ; pour cela il faut maintenir une distance suffisante entre les compteurs 2 et 3. Nous retenons en outre que l'on doit rapprocher au maximum les compteurs Čerenkov à seuil, le compteur Fitch et le scintillateur 2. L'ensemble des mesures de contrôle décrit plus loin confirme qu'au moins 95% des signaux du circuit C_1 représentent bien un méson K^+ et que moins de 10% des mésons K^+ présents dans le faisceau échappent à la détection. La sélection est effectuée essentiellement par les deux compteurs Čerenkov cependant que la séparation par temps de vol entre les mésons K^+ et les protons était suffisante pour mettre en évidence des comptages parasites liés aux protons et pour contrôler leur élimination.

b) DESCRIPTION DES COMPTEURS ČERENKOV.

Le compteur 4 (fig. VI) est un compteur Čerenkov à seuil de vitesse qui doit détecter les mésons π , et les leptons chargés du faisceau, sans être sensible aux mésons K^+ . Il fallait donc trouver une substance transparente ayant un indice de réfraction n tel que :

$$\beta_{\pi} > \frac{1}{n} > \beta_K$$



Le β des particules du faisceau pour divers moments est donné sur la fig. VII.

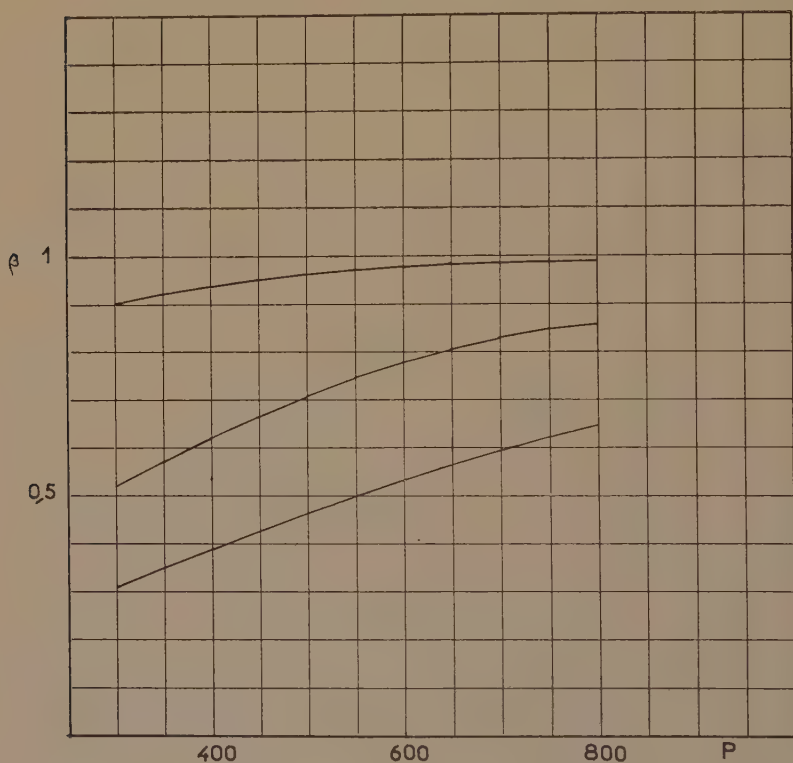
Nous avons utilisé une substance fluorée fabriquée sous le nom de « Fluorochemical 0-75 » par Minnesota Mining and Manufacturing Company. Ce liquide a un indice $n=1,276$. C'est, parmi les liquides connus, celui qui possède l'indice de réfraction le plus bas à pression et température ordinaires. Pour les mésons K , le seuil Cerenkov dans ce milieu correspond à l'impulsion :

$$p = 0,65 \text{ GeV}/c \quad (\beta_K = 0,785).$$

Le radiateur du compteur est constitué par une cellule cylindrique de 140 mm de diamètre et de 40 mm d'épaisseur, son axe étant parallèle au faisceau. La face d'entrée est en laiton de 0,3 mm d'épaisseur, la face de sortie, transparente, est une feuille mince de mylar afin de réduire la lumière Cerenkov produite dans cette paroi.

La radiation Čerenkov est émise suivant les directions faisant un angle θ avec la direction de la particule, où θ est donné par la formule :

$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ où βc est la vitesse de la particule et n l'indice de réfraction du liquide.



COURBE DES θ EN FONCTION DE P FIG. VII

Pour les mésons π de 0,6 Gev/c, nous avons un angle θ de 37° et les rayons émergent sur la face de sortie à 49° de l'axe de la cellule. On place un photomultiplicateur à grande photocathode suivant une direction faisant un angle de 50° environ avec l'axe de la cellule. Ce photomultiplicateur est du type R.C.A. 7046, possédant un grand gain et une faible dispersion du temps de transit.

On recueille la lumière émise dans les directions voisines de

la direction symétrique de celle du photomultiplicateur en disposant un miroir plan incliné à 15° par rapport à l'axe du faisceau. Deux miroirs plans placés de chaque côté de la cellule, permettent d'augmenter la collection de la lumière. La lumière émise sous des angles faibles par rapport à l'axe ne peut atteindre la photocathode, ce qui a pour effet d'élever le seuil du compteur. Des mesures effectuées avec des protons de vitesse variable ont montré que le seuil effectif est à $\beta=0,84$ environ. L'impulsion correspondante des mésons K est $0,75 \text{ GeV}/c$.

Le nombre de quanta émis par effet Čerenkov dans l'intervalle de fréquence $\Delta\nu$ est donné par la formule [11] :

$$\Delta N = \frac{4\pi^2 e^2}{h c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \Delta\nu$$

où ΔN est le nombre de quanta par centimètre de parcours de la particule. Pour une photocathode ayant une réponse spectrale du type S_{11} ($3500 < \lambda < 5600 \text{ \AA}$), l'intégration sur toutes les fréquences donne :

$$N \simeq 490 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$

Nous estimons collecter environ 25% des photons. En admettant un rendement quantique de la photocathode égal à 10% et pour un radiateur de 4 cm nous avons un nombre moyen de 17 photoélectrons par impulsion ; des précautions sont prises pour blinder magnétiquement le photomultiplicateur. Le photomultiplicateur est entouré de plusieurs couches de mu-métal de 0,3 mm d'épaisseur et l'ensemble est enfermé dans une carcasse en fer doux de 5 mm d'épaisseur. Les impulsions fournies par ce compteur dans le faisceau montrent une faible dispersion en amplitude, ce qui indique une bonne uniformité de la collection de lumière. Lorsque le compteur était traversé par des protons de $0,6 \text{ GeV}/c$ ($\beta=0,538$), aucune impulsion n'était visible.

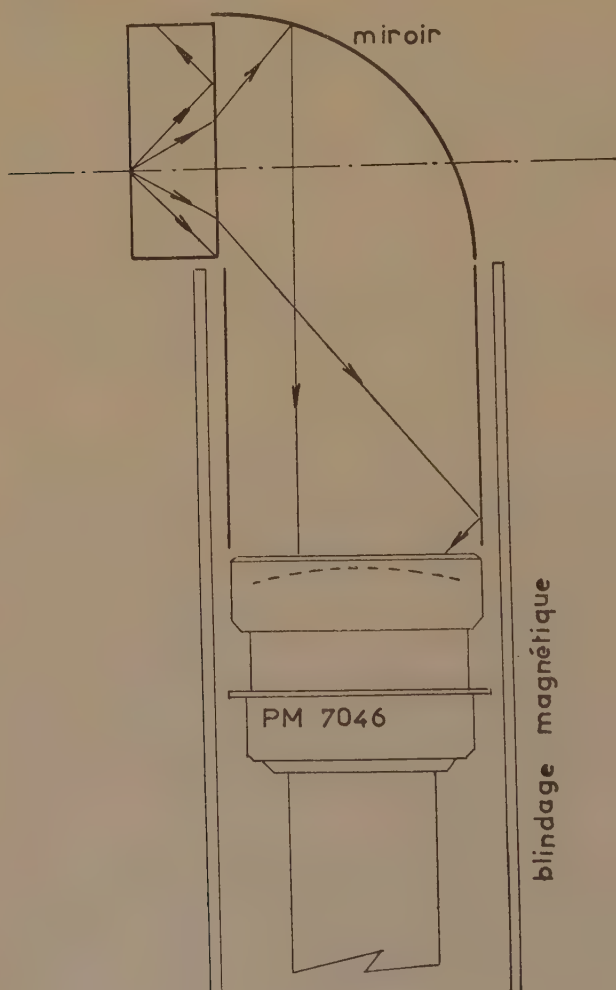
Pour assurer la meilleure efficacité possible, nous avons amplifié et mis en forme les impulsions du photomultiplicateur grâce à deux amplificateurs Hewlett Packard type 460 A mis en cascade. Nous décrivons les mesures qui ont montré que, pour le faisceau défini par le compteur 2 (9 cm de diamètre), l'efficacité du compteur est supérieure à $(1-10^{-4})$.

Description et fonctionnement du compteur Fitch [12] (fig. VIII).

Le compteur est constitué par un disque de plexiglass de 80 mm de diamètre et 30 mm d'épaisseur. Le pourtour et la face

par laquelle pénètre le faisceau sont dépolis et noircis. L'axe du compteur est parallèle à la direction du faisceau.

Pour atteindre la photocathode, la lumière doit sortir par la



COMPTEUR CERENKOV - FITCH

FIG. VIII

face avant qui est en contact avec l'air et il faut donc que l'angle d'incidence sur cette face soit inférieur à l'angle de réflexion totale :

$$\theta_c = \arcsin \frac{1}{n}$$

Au-delà de cet angle, la lumière subit la réflexion totale et est ensuite absorbée par la face arrière ou la surface latérale. Ce compteur est donc sensible dans la bande de vitesse :

$$\frac{1}{n} < \beta < \frac{1}{n \cos \theta_c} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

(cette formule implique $n^2 \geq 2$). Pour le plexiglass $n=1,5$ et on a :

$$0,665 < \beta < 0,89$$

Avec ce compteur, il est possible de détecter les mésons K^+ possédant un moment compris entre 0,5 et 0,8 Gev/c, sans qu'il soit sensible, en principe, aux mésons légers ou aux protons de même impulsion.

Un miroir en forme de quart de cylindre, terminé à chaque extrémité par un miroir plan, conduit la lumière sur un photomultiplicateur à grande photocathode, R.C.A. type 7046.

Ce compteur a été essayé dans un faisceau de protons d'énergie variable ; pour un β égal à 0,775 correspondant au β des mésons K^+ de 0,60 Gev/c, nous avons pu constater que l'amplitude des impulsions à l'anode du photomultiplicateur était assez élevée et uniforme pour que l'on puisse s'attendre à une bonne efficacité. Nous avons effectivement constaté que l'amplitude des impulsions diminuait lorsque la vitesse des protons approchait un β égal à 0,89.

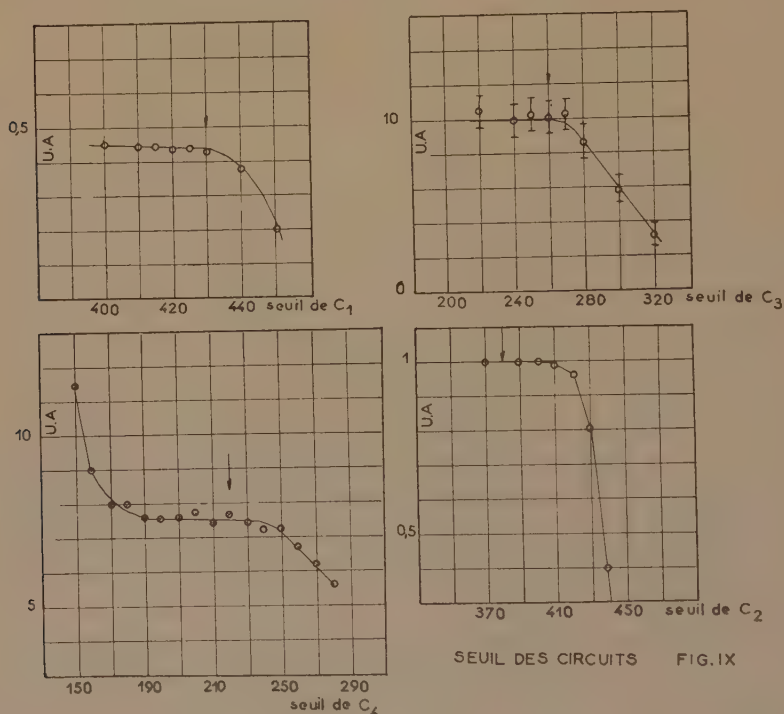
Cependant ce compteur présente un certain nombre de défauts. Nous avons remarqué qu'une fraction des mésons π produisait des impulsions. En effet, si nous faisons l'estimation du nombre d'interactions dans le compteur Fitch, nous trouvons qu'environ 4% des mésons π interagissent en donnant un méson π à un angle supérieur à environ 10° . Ceci correspond bien à l'efficacité mesurée pour les mésons π .

De plus, nous devons tenir compte du fait que, la surface en regard du photomultiplicateur n'étant pas parfaitement polie, une certaine quantité de lumière est diffusée et réussit à sortir du disque de plexiglass.

D'autre part, des protons de 0,60 Gev/c dont la vitesse est inférieure à la vitesse de la lumière dans le plexiglass sont également comptés avec une efficacité faible, de l'ordre de 1% à 2%. Ceci pourrait être dû à une scintillation dans le plexiglass [13].

3) RÉGLAGES ET CONTRÔLES DES CIRCUITS.

Nos circuits de coïncidence utilisent le principe de l'addition. En effet les impulsions venant des divers compteurs sont envoyées sur les grilles de lampes à grande pente. Une ligne de plaque commune donne, dans les cas où les signaux sont en coïncidence, l'addition des diverses impulsions. Nous observons alors dans la ligne de plaque des impulsions d'amplitude bien définie



correspondant à des impulsions simples et aux coïncidences de diverses multiplicités. Ceci n'est vrai que si les impulsions provenant des compteurs ont une amplitude suffisante pour bloquer le tube d'entrée du circuit. Les raies du spectre d'amplitude seront d'autant plus fines que les impulsions à la grille des tubes auront une faible dispersion en amplitude.

Si maintenant nous connectons la ligne de plaque à un discriminateur, nous pouvons tracer la courbe intégrale du spectre dans la ligne de plaque ; en choisissant une valeur convenable du seuil du discriminateur nous retiendrons toutes les coïncidences de l'ordre le plus élevé (voir les courbes de la fig. IX).

Circuit C_1 .

Pour connaître l'efficacité du circuit C_1 qui reçoit les impulsions des trois scintillateurs, nous avons inversé le sens des courants dans les aimants pour obtenir un faisceau pratiquement pur de mésons π^- de 0,6 Gev/c. Nous avons mesuré le taux de coïncidence en fonction du retard entre les compteurs (courbe de retard) et en fonction du seuil de discrimination (courbe de seuil) en agissant sur la tension appliquée aux photomultiplicateurs et la mise en forme des impulsions recueillies. Nous avons retenu les conditions de fonctionnement donnant un palier du taux de coïncidence en fonction du retard et du seuil. Ainsi les petites variations du gain du photomultiplicateur, du seuil de discrimination et du retard autour des valeurs choisies ne changent pas le taux de coïncidence. Le réglage réalisé pour les mésons π^- conviendra certainement pour les mésons K^+ . Dans les scintillateurs, ces particules, étant moins rapides, donneront des impulsions d'amplitude plus grande.

Circuit C_2 .

Dans le même faisceau négatif nous avons procédé d'une manière analogue pour le circuit C_2 qui doit compter les mésons π^+ . Cependant, vu le rôle de ce circuit dans la sélection des mésons K^+ et compte tenu du rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right] = 400$ environ, l'efficacité de ce circuit est beaucoup plus critique. On effectue le contrôle en connectant la sortie du circuit C_1 à l'entrée du circuit C_4 , et en connectant sur ce même circuit C_4 , en anticoincidence, l'impulsion de sortie C_2 (fig. II). Celle-ci est préalablement inversée et amplifiée.

Le rapport des taux de comptage du circuit C_4 sur ceux du circuit C_1 met en évidence l'efficacité de l'anticoincidence. Le faisceau négatif ne contient que des mésons π^- , et des leptons chargés ; et peut-être des mésons K^- , mais dans un rapport bien inférieur à celui des mésons K^+ dans un faisceau positif.

Le test a montré que moins de une particule rapide sur dix mille échappait à l'anticoincidence.

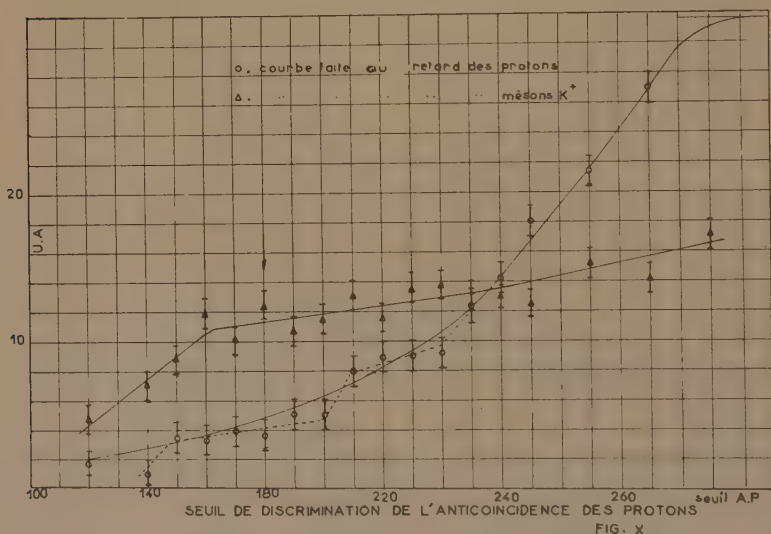
Circuit C_3 .

Déterminons maintenant l'efficacité du circuit C_3 sur lequel est branché le compteur Fitch. Pour obtenir le réglage du circuit C_3 nous n'utilisons pas l'anticoincidence des protons. Nous faisons passer dans les compteurs des protons ayant une vitesse égale à celle des mésons K^+ de 600 Mev/c ; nous traçons de la manière

habituelle une courbe de retard et une courbe de seuil du circuit C_3 . Il ne reste donc qu'à ajuster le discriminateur de l'anticoïncidence des protons.

Circuit C_4 .

Pour régler le circuit de coïncidence C_1 nous revenons au faisceau positif de 0,6 Gev/c et nous nous plaçons au retard correspondant au temps de vol des mésons K^+ : nous obtenons une courbe de seuil qui nous permet un choix approximatif seulement, puisque le circuit de coïncidence C_3 est encore déclenché par un certain nombre de protons. Ces protons donnent, à la sortie du circuit C_3 , des impulsions qui ont une distribution en amplitude beaucoup plus étalée que celle correspondant aux mésons K^+ ; ce qui



est bien mis en évidence par la forme de la courbe de retard (voir fig. V).

On doit maintenant mettre en marche l'anticoïncidence des protons que l'on obtient en faisant une discrimination sur l'amplitude de la somme des impulsions dans les scintillateurs 1 et 2. On se place successivement sur le retard des mésons K^+ et sur celui des protons de 0,6 Gev/c ; on trace la courbe du taux de comptage du circuit C_1 , rapporté à un moniteur, en fonction du seuil de la discrimination (voir les courbes de la fig. X). De la première courbe (retard correspondant au temps de vol des mésons K^+)

nous obtenons la meilleure valeur du seuil de discrimination. De la comparaison des deux courbes, il résulte que le système, lorsqu'il est ajusté sur le retard des protons, compte un nombre de protons qui est égal à 1/3 environ du nombre de mésons K^+ .

En décomposant la courbe de retard en partie « K^+ » et « protons » on peut conclure que le nombre de protons comptés au retard « K^+ » est négligeable.

De plus, au cours des mesures du parcours des mésons K^+ (voir ci-dessous) nous avons constaté que le circuit C_3 cessait de compter des protons lorsqu'on interposait 3 cm de cuivre dans le faisceau, immédiatement devant le dernier scintillateur. Nous avons opéré de cette façon pour les mesures du spectre des mésons K^+ . Puisque l'on sait que l'atténuation du nombre de mésons K^+ due à cette épaisseur de cuivre est pratiquement constante dans l'intervalle d'impulsion considéré, l'adjonction du cuivre ne modifiera pas le rapport entre les intensités observées à différentes impulsions.

Nous avons observé que l'introduction du cuivre atténuait beaucoup plus fortement notre résidu de protons (que le compteur Fitch avait comptés et qui avaient échappé à l'anticoïncidence par discrimination d'amplitude) qu'elle n'atténuait le nombre total de protons comptés à la sortie du circuit C_1 .

Avec l'anticoïncidence de protons ainsi réglée nous déterminons à nouveau le seuil du circuit C_4 .

En conclusion, l'analyse de la courbe de seuil du circuit C_4 et de celle obtenue en fonction du seuil du « discriminateur protons » (au retard des mésons K^+) permet de conclure que le comptage du circuit C_4 inclut plus de 90% des mésons K^+ passant par les compteurs.

L'essai de l'anticoïncidence des mésons π dans le faisceau négatif et la forme de la courbe de retard du circuit C_4 en fonction du retard de la voie 1 permettent de conclure que notre sélection inclut moins de 5% de particules autres que des mésons K^+ après soustraction des coïncidences fortuites ($\approx 5\%$).

Nous décrivons à la suite deux mesures de vérification.

C) VÉRIFICATIONS DE LA SÉLECTION DES MÉSONS K^+

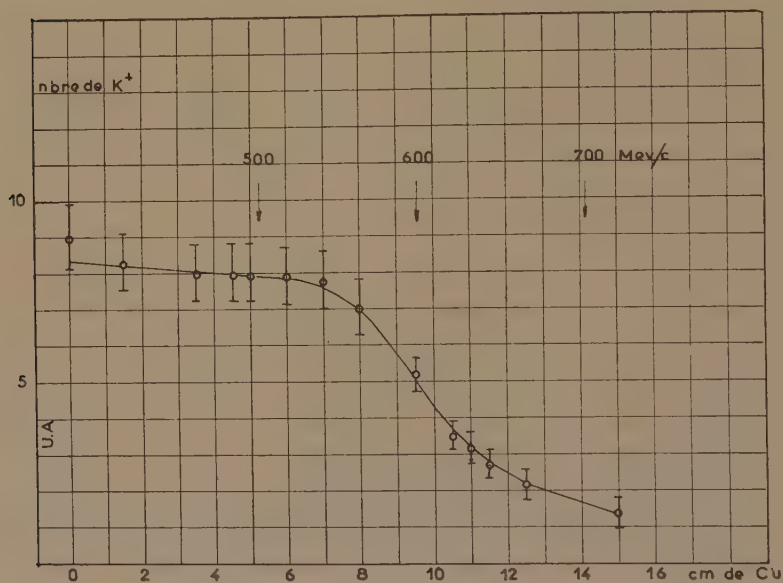
1) LA MESURE DU PARCOURS RÉSIDUEL.

Nous avons effectué un certain nombre de contrôles afin de prouver que la sélection électronique identifiait bien des mésons K^+ :

En premier lieu, la mesure du parcours dans le cuivre des particules sélectionnées. A cet effet, nous disposons devant le

scintillateur 3 des plaques de cuivre de différentes épaisseurs. Pour une épaisseur de cuivre donnée, on enregistre le nombre de particules rapporté au même nombre de protons sur la cible.

En portant le nombre de particules qui ont traversé une épaisseur de cuivre donnée en fonction de cette épaisseur, nous obtenons la « courbe de parcours » (fig. XI).



COURBE DE PARCOURS DANS LE Cu DES K^+ DE 600 Mev/c

FIG. XI

On observe une diminution lente pour les faibles épaisseurs, le taux de cette diminution correspond à la section efficace totale pour la géométrie utilisée.

Il vient ensuite une descente rapide qui correspond à l'arrêt des particules par ionisation. Cette descente est étalée dans un intervalle Δx qui correspond essentiellement à la bande d'impulsion Δp des particules contenues dans le faisceau.

La courbe obtenue pour les particules sélectionnées est bien celle que l'on attend pour les particules de masse égale à environ 0,5 Gev, ayant une impulsion moyenne de 0,6 Gev/c et un $\frac{\Delta p}{p}$ de $\pm 7\%$. L'atténuation du faisceau sélectionné, produite par interaction, est nettement inférieure à celle qui correspondrait

à la section efficace des mésons π^+ et des protons. Elle est compatible avec la section efficace d'absorption des mésons K^+ .

Sur cette courbe, on observe d'autre part une queue d'un faible pourcentage du comptage maximum. En effet les mésons K^+ s'arrêtant dans le cuivre émettent des secondaires dont certaines simuleront un parcours plus long. Une estimation montre que ce phénomène explique bien cette déformation observée de la courbe de parcours.

Les particules sélectionnées ont donc bien une masse d'environ 0,5 Gev.

2) LA MESURE DE LA DURÉE DE VIE.

Une vérification supplémentaire consiste dans la mesure de la vie moyenne de désintégration de ces particules arrêtées à l'intérieur d'un compteur Čerenkov.

Nous employons pour cela une cuve de $150 \times 150 \times 150$ mm³ en plexiglass de 5 mm d'épaisseur, remplie d'un liquide d'indice $n=1,276$ dans lequel le méson K^+ ne donne lieu à aucune lumière Čerenkov. Une certaine épaisseur de cuivre est disposée devant la cuve de façon que les mésons K^+ s'y arrêtent. Parmi les produits de désintégration, (π , μ , électrons) un certain nombre produisent du rayonnement Čerenkov. Le retard de l'impulsion correspondante par rapport à l'instant d'entrée du méson K^+ doit être distribué suivant une loi exponentielle correspondant à la vie moyenne.

La cuve Čerenkov est noircie sur toutes ses faces à l'exception d'une qui est en contact optique avec un photomultiplicateur Radiotechnique, type 58 A.V.P. De cette façon, nous ne conservons que des rayons lumineux qui sont approximativement isochrones. L'efficacité du système est environ de 15%.

Dans un mélangeur d'impulsions sont envoyées les sorties du compteur 3 et de ce compteur Čerenkov. La sortie du mélangeur attaque l'amplificateur vertical d'un oscillographe Techtronix type 517 A. La déviation horizontale, à vitesse de balayage connue, a été préalablement déclenchée par la sortie rapide du circuit C_4 qui sélectionne les mésons K^+ du faisceau. Sur la photographie de la trace on mesure la distance entre les deux impulsions. Nous avons trouvé une durée de vie de la particule comprise entre 1,18 et $1,25 \times 10^{-8}$ s, ce qui achève l'identification d'un méson K^+ (fig. XII).

Description de l'enregistrement photographique.

Puisque nous obtenions plusieurs mésons K^+ par cycle de machine, il nous a fallu résoudre le problème de l'enregistrement

de plusieurs traces se présentant dans un temps court sur un même écran d'oscillographe.

Au moment où le premier méson K^+ déclenche le balayage horizontal de l'oscillographe, nous superposons à la tension de cadrage vertical une tension en forme de dent de scie dont la durée est du même ordre de grandeur que le temps durant lequel les protons heurtent la cible. Dans notre cas cette durée est de 30 à 50 ms. L'amplitude de cette dent de scie est ajustée de manière

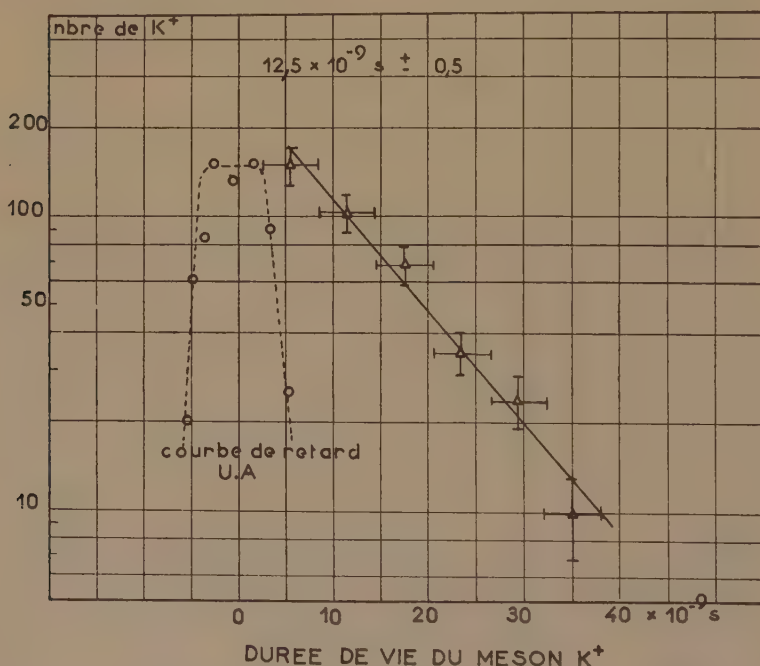


FIG. XII

à ce que le spot dévie de toute la hauteur de l'écran. Des traces correspondant à des événements successifs se trouvent ainsi séparées verticalement l'une de l'autre.

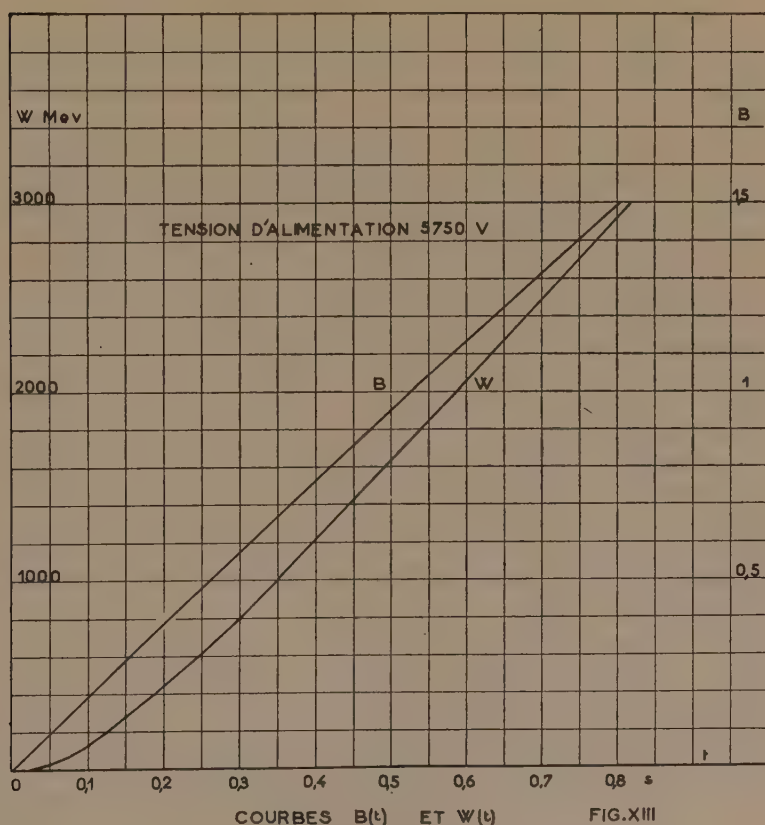
L'avance du film est déclenchée par le premier balayage horizontal pour qu'au cycle suivant de la machine le film se trouve déplacé d'une vue.

La vitesse de balayage de l'oscillographe est de $20 \times 10^{-9} \text{ s}$ par cm et la largeur à mi-hauteur des impulsions à la sortie du mélangeur est de $8 \times 10^{-9} \text{ s}$. Nous utilisons une caméra anglaise, type C.F. 1/100, avec un objectif d'ouverture F/1 ; le film employé est du Kodak TriX.

III. — VARIATION DE LA PRODUCTION DES MÉSONS K^+ EN FONCTION DE Z ET EN FONCTION DE T_p

A) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nos mesures nous ont permis de déterminer les sections efficaces différentielles de production des mésons K^+ de 0,6 GeV/c à 35° pour des noyaux de carbone, de cuivre et de plomb, et à des énergies de protons incidents comprises entre 1,3 et 3 GeV.



Les trois cibles sont montées sur une même tige verticale dans la section droite du synchrotron. Pour bombarder ces différentes cibles, il suffit de les placer successivement dans le plan

médian de la machine ; les deux autres cibles sont alors hors d'atteinte du faisceau des protons incidents.

Pour faire varier l'énergie des protons incidents, nous appliquons, à différents instants du cycle de la machine, la modulation de l'amplitude haute fréquence. Connaissant la valeur du champ magnétique en fonction du temps (fig. XIII), nous pouvons établir la relation entre l'énergie des protons et l'instant du bombardement de la cible.

La résolution finie des ensembles de comptage nous oblige à étendre le bombardement de la cible sur une durée de 30 ms. Cela entraîne un étalement total de l'énergie des protons d'environ 0,12 Gev.

Les résultats des mesures sont rassemblés dans le tableau 1. Dans la première colonne « I_k » nous avons inscrit les nombres de particules ayant satisfait aux critères de sélection des mésons K^+ que nous avons décrits au chapitre précédent, rapportés au nombre d'impulsions du système de lecture digitale du signal des électrodes d'induction. Ce signal est approximativement proportionnel au nombre de protons circulant dans la machine juste avant le bombardement de la cible. Nous estimons que pendant nos mesures cette lecture était fidèle à mieux que 10%, après une correction qui tient compte d'une aberration du système de lecture pendant la première partie du cycle ($T_p \leq 1,7$ Gev).

La calibration de l'échelle qui mesure l'intensité du faisceau est estimée à 10^3 impulsions par 4×10^{10} protons.

Le nombre I_π de « mésons π » représente le comptage du circuit C_1 au retard « π » de la voie 1 (sélection des particules de masse $Mc^2 \leq 200$ Mev).

Les erreurs sur les valeurs indiquées dans le tableau 1 englobent l'erreur statistique et une estimation de l'erreur due à la sélection. Elles n'incluent pas l'incertitude sur le nombre de protons incidents.

Les sections efficaces différentielles par noyau-cible sont obtenues par la relation :

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dT} = \frac{I_k \times f \times g}{N_p \times n_t \times \Delta\omega \times \Delta T}$$

où I_k représente le nombre de mésons K^+ détectés,

N_p est le nombre de protons incidents,

n_t est le nombre de noyaux par cm^2 de la cible $n_t = \frac{N}{A} \times \rho \times l$.

$\Delta\omega = 1,525 \times 10^{-4}$ stéradian, l'angle solide vu par notre système.

$\Delta T = 100$ Mev est la résolution en énergie du faisceau. Nous connaissons cette valeur qu'on a déduite des mesures par la méthode du fil. Elle est confirmée par la courbe de parcours.

TABLEAU I

T_p en Gev	1,3	1,6	1,86	2,16	2,56	2,76	3
Production des mésons K^+							
$I_K = \left[\frac{K}{EI} \right]$	$0,5 \pm 0,15$		$1 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,27$		$2,6 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,5$
Cu	$1,4 \pm 0,42$		$2,4 \pm 0,48$	$3,8 \pm 0,57$	$5,2 \pm 0,78$	$8,8 \pm 1,3$	$8,8 \pm 1,3$
Pb	$0,6 \pm 0,18$	$0,8 \pm 0,24$	$1,6 \pm 0,32$	$2,7 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,54$	$6 \pm 0,9$	$6,3 \pm 0,95$
(les chiffres du tableau sont à multiplier par 10^{-3})							
Production des mésons π^+							
$I_\pi = \left[\frac{\pi}{EI} \right]$	0,3		0,79	1,38		1,9	1,95
Cu	0,79		1,7	1,7	2,8	6,4	3,9
Pb	0,38	0,68	1,03	1,68	1,76	2,9	2,6

f est le facteur de correction pour la perte par désintégration en vol. Il est égal à 13,5 pour les mésons K^+ .

g est le facteur de correction pour la perte par diffusion multiple dans le faisceau. La géométrie des compteurs (fig. I) montre que l'influence de la diffusion multiple sur le nombre de particules détectées est négligeable.

Les sections efficaces ainsi calculées sont données dans le tableau II et sur la figure XIV. Les erreurs relatives indiquées

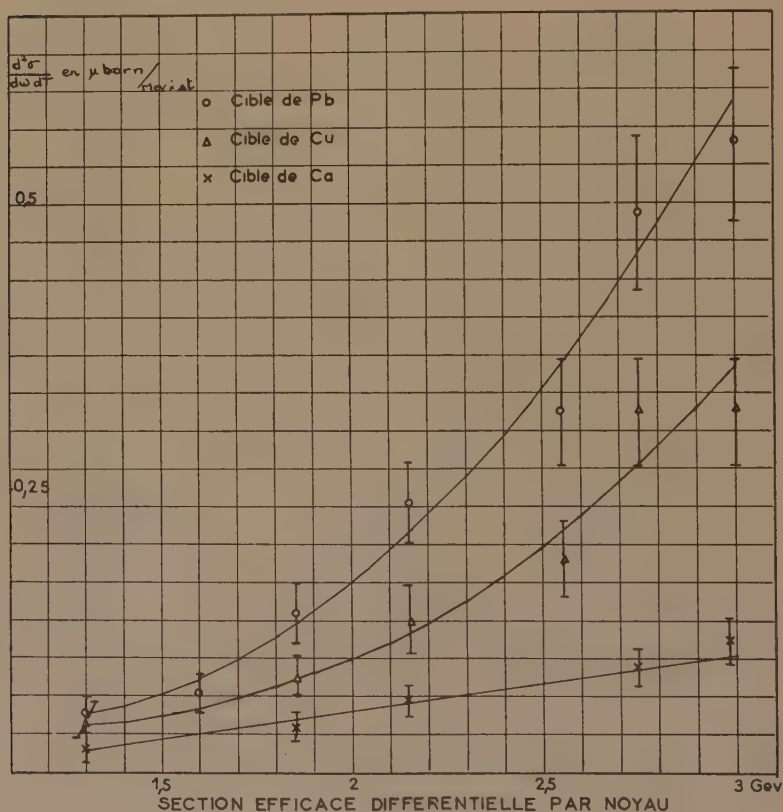


FIG. XIV

dans ce tableau sont celles du tableau I. Les erreurs systématiques possibles dues à l'incertitude du nombre de protons qui frappent la cible sont certainement supérieures aux erreurs indiquées. Nous estimons que les valeurs absolues sont vraies à un facteur deux près, au mieux. Mais pour la comparaison de la production

TABLEAU II

T _p en Gev	1,3	1,6	1,86	2,16	2,56	2,73	3
	$\frac{d^2\sigma}{d\omega dT}$						
Carbone	$0,017 \pm 0,005$		$0,034 \pm 0,007$	$0,062 \pm 0,009$		$0,09 \pm 0,013$	$0,114 \pm 0,017$
	$\left[\begin{smallmatrix} \pi \\ K \end{smallmatrix} \right]$		92 ± 18	89 ± 14		85 ± 12	66 ± 10
Cuiyre	$0,05 \pm 0,015$		$0,086 \pm 0,017$	$0,136 \pm 0,02$	$0,136 \pm 0,025$	$0,316 \pm 0,047$	$0,316 \pm 0,047$
	$\left[\begin{smallmatrix} \pi \\ K \end{smallmatrix} \right]$		82 ± 16	52 ± 10	62 ± 10	85 ± 13	5 ± 29
Plomb	$0,052 \pm 0,015$	$0,07 \pm 0,02$	$0,140 \pm 0,028$	$0,235 \pm 0,035$	$0,316 \pm 0,047$	$0,525 \pm 0,08$	$0,55 \pm 0,083$
	$\left[\begin{smallmatrix} \pi \\ K \end{smallmatrix} \right]$	99 ± 29	74 ± 15	69 ± 12	56 ± 9	56 ± 12	48 ± 8

note : $\frac{d^2\sigma}{d\omega dT}$ est en $\frac{\text{microbarns}}{\text{ster} \times \text{Mev}} / \text{noyau}$

des mésons K^+ dans les différentes cibles et avec des énergies diverses n'intervient que le défaut de reproductibilité que nous avons estimé à 10% environ. Pour la comparaison des différentes cibles nous devons tenir compte de la fraction des protons qui, par suite de la diffusion multiple dans la cible, ne la traversent pas sur toute sa longueur. Nous discuterons ce point, lorsque nous essayerons d'analyser la dépendance en fonction de Z .

B) ANALYSE DE LA DÉPENDANCE EN FONCTION DE Z

Nous allons essayer de voir si la variation de la production des mésons K^+ en fonction de la dimension des noyaux de la cible peut être estimée par le calcul dans les deux cas extrêmes suivants ; en admettant :

a) soit que tous les mésons K^+ sont produits par les réactions :



b) soit que tous les mésons K^+ sont produits par l'intermédiaire d'un méson π interagissant à nouveau dans le noyau dans lequel il a été produit.

Nous nous bornons ici à estimer les taux de production sur différentes cibles sans essayer de calculer les sections efficaces absolues. Cette comparaison est faite pour une énergie de protons incidents de $2,7 \pm 0,3$ Gev.

Méthode générale de calcul.

Correction du nombre de protons incidents.

La nature différente des cibles nous conduit à apporter une correction au nombre de protons qui interagissent dans la cible. En effet, en admettant une probabilité d'interaction proportionnelle à la section efficace géométrique des noyaux, nous avons une atténuation du nombre de protons incidents de 24% dans le plomb, de 32% dans le cuivre et de 22% dans le carbone, pour la longueur des cibles considérées (7,5 cm).

De plus, nous avons estimé la perte due au fait que, par suite de la diffusion multiple, une partie des protons quittent la cible par les parois latérales. La dimension verticale de cette cible étant très inférieure à celle du faisceau, nous admettrons que la densité du flux de protons est distribuée sur la face d'entrée de la cible d'une façon uniforme dans la direction verticale. La distribution radiale a été mesurée pour une cible de mêmes dimensions que la

notre et dans la même position, par activation de feuilles d'aluminium. Elle a été trouvée en accord avec une loi exponentielle

$$\frac{dN}{dx} = e^{-\frac{x}{X_0}}, \text{ avec } X_0 = 0,8 \text{ cm.}$$

On peut ainsi estimer que la fraction des protons quittant la cible par les parois est de 4% dans le cas du plomb, de 2% dans le cas du cuivre et de 0,6% dans le cas du carbone.

Nous en concluons que les différences d'atténuation et de diffusion du faisceau dans les diverses cibles conduisent à une correction du nombre des protons incidents d'environ :

- 16% pour le plomb,
- 18% pour le cuivre,
- 12% pour le carbone.

Formulation du problème.

Nous ferons l'hypothèse que la probabilité qu'un proton produise un méson K ou un méson π est proportionnelle à celle qu'il peut avoir d'interagir inélastiquement dans le noyau. De même nous admettrons que la probabilité qu'un méson π produise un méson K^+ est proportionnelle à la probabilité qu'il a d'interagir inélastiquement à l'intérieur du noyau même où il a été produit, celle d'interagir dans le reste de la cible étant négligeable. Pour calculer les interactions des protons et des mésons π et la réabsorption des mésons K dans les noyaux de dimensions différentes, nous nous servirons du modèle optique. Son application semble justifiée dans le domaine d'énergie qui nous intéresse. Suivant ce modèle la matière nucléaire peut être caractérisée par un indice de réfraction N comprenant un terme réel et un terme imaginaire. Le terme imaginaire de l'indice de réfraction décrit l'absorption de l'onde incidente.

S. FERNBACH, R. SERBER et T. B. TAYLOR [14] ont calculé le cas d'une onde plane incidente sur une sphère de rayon R ayant un certain indice de réfraction réel. A l'intérieur de la sphère, l'amplitude est atténuée suivant une loi exponentielle caractérisée par un coefficient d'absorption k .

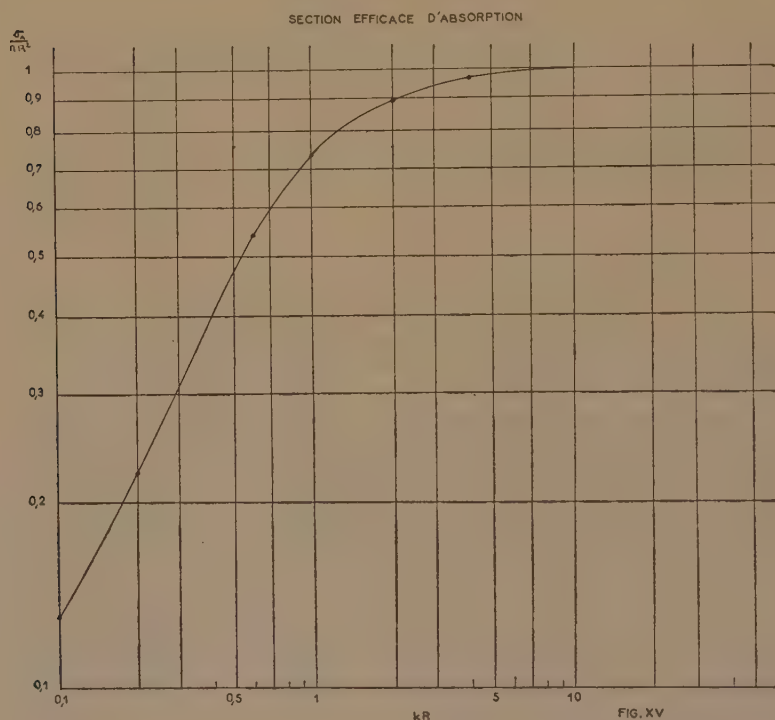
Ils obtiennent pour la section efficace inélastique σ_a , l'expression suivante :

$$\sigma_a = 2\pi \int_0^R \left[1 - \exp(-2ks) \right] s ds = 2\pi \int_0^R \left[1 - \exp(-2ks) \right] s ds$$

$$\frac{\sigma_a}{\pi R^2} = \left\{ 1 - \left[1 - (1 + 2kR) e^{-2kR} \right] \right\} / 2k^2 R^2$$

où ρ représente la distance du centre de la sphère à la trajectoire. s est telle que $s^2 = R^2 - \rho^2$.

Nous avons tracé sur la figure XV, la valeur de $\frac{\sigma_a}{\pi R_a^2}$ en fonction de diverses valeurs de kR .



Méthode générale de calcul.

Pour les noyaux de carbone, de cuivre et de plomb nous déduisons de la courbe (fig. XV) la probabilité $\frac{\sigma_a}{\pi R^2}$ qu'a un proton de subir une interaction inélastique, en admettant pour le coefficient k une valeur égale à celle trouvée expérimentalement pour des protons de 1 Gev. [15] Comme nous l'avons dit, nous admettons que les probabilités de production des mésons π ou des mésons K^+ pour les différents noyaux sont dans les mêmes rapports que les probabilités d'interaction.

Dans l'hypothèse de la production directe des mésons K^+ , il nous reste alors à estimer la réabsorption que subissent les mésons K^+ avant de sortir du noyau.

Dans l'hypothèse de la production des mésons K^+ par des mésons π intermédiaires nous devons calculer d'abord la probabilité qu'a un méson π , lui-même créé par un proton incident, de produire un méson K^+ en traversant le reste du noyau. Pour les mésons K^+ ainsi produits nous devons à nouveau tenir compte de la probabilité de réabsorption.

Pour faciliter ces calculs nous assimilons chaque noyau à une tranche de matière nucléaire d'une épaisseur t qui produirait, avec le même coefficient que celui du modèle optique, une atténuation de l'onde incidente des protons égale à l'atténuation prédite pour le cas de la sphère.

Pour estimer le parcours résiduel dans le noyau des mésons K^+ , ou des mésons π , on conduit le calcul comme si ces particules étaient toutes produites à la même profondeur $t_{1/2}$ dans cette tranche, en prenant pour valeur de $t_{1/2}$ la distance au bout de laquelle la moitié des particules ont été produites.

Note :

Nous avons refait le calcul en admettant que les mésons K étaient produits à une profondeur moyenne $t_{1/2}$ dans la matière nucléaire, mais sur une surface sphérique parallèle à la face d'entrée du noyau ; au lieu de les supposer produits dans un plan à l'intérieur d'une tranche équivalente.

Le calcul montre que la différence est faible par rapport aux autres approximations.

Résultats du calcul.

Dans le tableau III sont donnés les résultats de la première partie des calculs. Nous avons adopté les notations suivantes :

R_0 : constante égale à $1,41 \times 10^{-13}$ cm.

k : coefficient d'absorption dans la matière nucléaire, égal à $0,5 \times 10^{+13} \text{cm}^{-1}$ (valeur expérimentale pour des protons d'énergie cinétique de 1 Gev sur noyau de carbone) [15].

a_p : probabilité d'interaction inélastique d'un proton.

t : épaisseur équivalente.

$t_{1/2}$: profondeur moyenne d'interaction des protons.

r : parcours résiduel dans le noyau.

Le tableau III nous donne la probabilité, en valeur relative,

TABLEAU III

	$R = RoA^{1/3}$	k	$\frac{\sigma_a}{\pi R^2} = a_p$	t	$t_{1/2}$	$r = t - t_{1/2}$
C	$3,22 \times 10^{-13} \text{cm}$	$0,5 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	0,80	$3,25 \times 10^{-13} \text{cm}$	10^{-13}cm	$2,25 \times 10^{-13} \text{cm}$
Cu	$5,63 \times 10^{-13} \text{cm}$	$0,5 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	0,94	$5,65 \times 10^{-13} \text{cm}$	$1,25 \times 10^{-13} \text{cm}$	$4,4 \times 10^{-13} \text{cm}$
Pb	$8,30 \times 10^{-13} \text{cm}$	$0,5 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	0,98	$8 \times 10^{-13} \text{cm}$	$1,35 \times 10^{-13} \text{cm}$	$6,65 \times 10^{-13} \text{cm}$

TABLEAU IV

	$k_K +$	r	$1 - a_K$	$a_p(1 - a_K) = a_K$	$a_K A^{2/3}$
C	$0,087 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	$2,25 \times 10^{-13} \text{cm}$	0,823	0,66	$3,46 = \sigma_e$
Cu	$0,077 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	$4,4 \times 10^{-13} \text{cm}$	0,712	0,67	$10,7 = \sigma_{cu}$
Pb	$0,058 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	$6,65 \times 10^{-13} \text{cm}$	0,680	0,665	$23 = \sigma_{pb}$

	Valeurs calculées	Valeurs expéri- mentales
$\frac{\sigma_{pb}}{\sigma_e} \rightarrow$	6,65	$4,78 \pm 0,5$
$\frac{\sigma_{pb}}{\sigma_{cu}} \rightarrow$	2,15	$1,65 \pm 0,2$
$\frac{\sigma_{cu}}{\sigma_e} \rightarrow$	3,1	$2,78 \pm 0,3$

TABLEAU V

	K_π	r	a_π	$1 - a'_{K^-}$	$a_\pi \times a_p (1 - a'_{K^-})$	$\alpha_\pi A^{2/3}$
C	$0,715 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	$2,25 \times 10^{-13} \text{cm}$	0,8	0,875	0,560	$2,94 = \sigma_c$
Cu	$0,715 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	$4,40 \times 10^{-13} \text{cm}$	0,95	0,765	0,683	$10,90 = \sigma_{cn}$
Pb	$0,715 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$	$6,65 \times 10^{-13} \text{cm}$	0,99	0,72	0,70	$24,6 = 0\sigma_{pb}$

	$\frac{\sigma_{pb}}{\sigma_c} \rightarrow$	Valeurs calculées	Valeurs expéri- mentales
		8,4	$4,78 \pm 0,5$
	$\frac{\sigma_{pb}}{\sigma_{cn}} \rightarrow$	2,26	$1,65 \pm 0,2$
	$\frac{\sigma_{cu}}{\sigma_c} \rightarrow$	3,7	$2,78 \pm 0,3$

de produire un méson K^+ ou un méson π et il nous donne le parcours résiduel des particules créées.

Dans le cas de l'interaction directe, pour connaître la variation en fonction de Z , du nombre de mésons K^+ sortant du noyau, il suffit de calculer leur réabsorption a_k . Cette probabilité de réabsorption a_k est proportionnelle à celle que peut avoir un méson K^+ d'interagir dans le parcours résiduel r . On aboutit aux résultats du tableau IV qui nous donne la variation de la section efficace de production des mésons K^+ en fonction de Z . Dans ce tableau :

k_k^+ est le coefficient d'absorption des mésons K^+ (valeur expérimentale à 0,5 Gev/c) [16].

a_k est la probabilité d'interaction d'un méson K .

On a désigné par α_k le produit $a_p \times (1 - a_k)$. La section efficace de production est égale à $\sigma = \alpha_k \times \pi R^2$, elle est donc proportionnelle à $\sigma = \alpha_k A^{2/3}$.

Dans le cas de la production des mésons K^+ par des mésons π intermédiaires, nous déduisons du tableau III la probabilité de créer un méson π par un proton incident et nous calculons (tableau V) la probabilité, en valeur relative, qu'un tel méson π produise un méson K^+ dans le parcours résiduel r .

D'une façon analogue au calcul précédent, nous tenons ensuite compte de la réabsorption de ces mésons K^+ . Dans le tableau V :

k_π est le coefficient d'absorption pour les mésons π dans la matière nucléaire. (Valeur expérimentale à 0,4 Gev dans le carbone). [15].

a_π est la probabilité d'interaction d'un méson π dans le noyau considéré.

On désigne par α_π le produit $a_p \times a_\pi (1 - a'_k)$, où a'_k est la probabilité d'interaction d'un méson K dans le noyau.

Les rapports expérimentaux tiennent compte de la correction sur le nombre de protons incidents.

Discussion.

1) Le calcul montre que la dépendance en fonction de Z entre le carbone et le plomb n'est pas très différente dans les deux hypothèses. Ceci résulte du fait que le libre parcours moyen des mésons π n'est pas très différent de celui des protons.

2) Les modèles très simples que nous avons utilisés prédisent pour la production une augmentation plus rapide de la section efficace de production par noyau, en fonction de Z , que celles que nous avons observées. Cette différence est plus prononcée pour la production indirecte que pour la production directe.

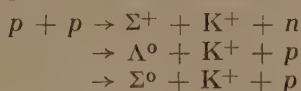
Nous pouvons alors faire les remarques suivantes :

a) La réabsorption des mésons π telle que nous l'avons calculée est probablement surestimée du fait qu'une partie des mésons π supprimés par interaction à l'intérieur du noyau, peut être remplacée par des mésons π produits avec des énergies supérieures et à des angles différents. Nous savons en effet, qu'à $T_p = 3$ Gev le spectre de production des mésons π , a un maximum supérieur au seuil de la production associée $T_\pi = 0,71$ Gev.

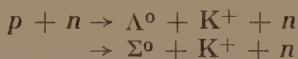
Les mêmes remarques s'appliquent à l'interaction des mésons K qui est probablement surestimée pour les mêmes raisons. Notons toutefois que ces corrections n'interviennent ici que dans la mesure où leur importance relative varie en fonction de Z .

b) Dans une discussion plus détaillée on devrait tenir compte du fait que la section efficace de production des mésons K^+ est différente pour des chocs $p-p$ et $p-n$.

Par exemple, pour des énergies de protons supérieures à $T_p = 2$ Gev, les chocs $p-p$ conduisent à la production d'un méson K^+ par une des réactions suivantes :



Dans le cas de chocs $p-n$ on a seulement :



Aux énergies inférieures à 2 Gev, seule la production avec un Λ^0 est possible. Cependant nos résultats ne semblent pas indiquer une augmentation plus rapide en fonction de Z à 2 Gev que celle trouvée à 3 Gev. (fig. XIV).

Si on admettait dans nos calculs qu'un neutron a 2/3 de l'efficacité d'un proton pour produire un méson K^+ , cela conduirait à une correction de 4% seulement du rapport $\frac{\sigma_{pb}}{\sigma_c}$ calculé.

$$\text{Rapports } \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$$

Examinons maintenant comment varie le rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$. Ce rapport a l'avantage d'être indépendant du nombre de protons incidents sur la cible. Nos mesures à 0,6 Gev/c et pour des protons incidents d'une énergie de 3 Gev donnent :

$$\text{Pour le carbone : } \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right] = 66 \pm 10$$

$$\text{Pour le cuivre} : \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right] = 52 \pm 9$$

$$\text{Pour le plomb} : \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right] = 48 \pm 8$$

Compte tenu des erreurs, on peut conclure que le rapport peut être le même pour les diverses cibles. Cela suggère que la dépendance en Z de la production des mésons K^+ et de la production des mésons π^+ est la même.

Le tableau II montre que ce rapport varie de moins de 35% lorsque l'énergie des protons incidents varie entre 1,3 et 3 Gev.

Ces observations sur le rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ sont en accord avec celles de ORÉAR [5] faites avec des émulsions et celles de LINDENBAUM [17] faites à $T_p=3$ Gev, mais à d'autres angles et pour des impulsions différentes. Ces résultats étaient obtenus pour le cuivre et le lithium. Notons que ces auteurs trouvent une augmentation du rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ d'un facteur 2 pour la production sur l'hydrogène.

C) ANALYSE DE LA VARIATION DE LA PRODUCTION DE MÉSONS K^+ EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DES PROTONS INCIDENTS.

Pour une cible donnée nous examinerons maintenant la façon dont la production des mésons K^+ varie avec l'énergie des protons incidents. Commençons par des considérations sur le seuil de production dans le cas des différentes hypothèses cinématiques.

Seuils de production.

Nous avons calculé les seuils de production pour les différentes réactions du type :



produisant un méson K^+ . Ce calcul a été fait dans les deux hypothèses suivantes :

a) sans tenir compte du mouvement de Fermi des nucléons à l'intérieur du noyau.

b) en tenant compte du mouvement de Fermi $T_f=25$ Mev.

Nous donnons d'abord les valeurs de l'énergie cinétique des protons incidents nécessaire pour produire des particules au repos dans le centre de masse.

$T_f = 0$	$T_f = 25 \text{ Mev}$
$K+K; T_p = 2,5 \text{ Gev}$	$T_p = 1,81 \text{ Gev}$
$K+\Sigma; T_p = 1,8 \text{ Gev}$	$T_p = 1,27 \text{ Gev}$
$K+\Lambda; T_p = 1,57 \text{ Gev}$	$T_p = 1,1 \text{ Gev}$

Nous voyons que le mouvement de Fermi abaisse considérablement les seuils de production.

Nous détectons des mésons K^+ de 0,6 Gev/c dans un faisceau émergeant de la cible à 35° . Nous avons calculé les énergies nécessaires pour produire ces particules en tenant compte du mouvement de Fermi et en admettant que les impulsions dans le centre de masse de l'hypéron et du nucléon sortant sont collinéaires. Dans le cas de la production associée avec Λ^0 on trouve ainsi un seuil de 1,5 Gev. Or, aussi bien dans le carbone que dans le cuivre ou le plomb, on observe une production de mésons K^+ pour des énergies de protons incidents inférieures au seuil de production directe par choc nucléon-nucléon (1,5 Gev) (fig. XIV). Il faudrait admettre que les nucléons du noyau ont une énergie de 50 Mev environ pour abaisser ce seuil jusqu'à 1,3 Gev.

Nous ne pensons pas qu'il s'agisse d'un effet parasite simulant un méson K^+ . Nous avions estimé qu'à 2,8 Gev, la sélection était contaminée par 5% de particules autres que les mésons K^+ . Si nous admettons que cette contamination varie en valeur absolue comme le nombre de mésons π^+ du faisceau, elle peut être responsable de 4% des événements « K^+ ». Si nous admettons qu'elle varie comme le nombre de protons, nous aurions 8%. On conclut donc que l'on observe des mésons K^+ pour des énergies de protons inférieures au seuil de production directe dans des chocs nucléon-nucléon, pour cet angle de 35° et cette impulsion de 0,6 Gev/c.

Deux processus secondaires pourraient peut-être expliquer cette production en dessous du seuil.

a) Diffusion à l'intérieur du noyau d'un méson K^+ produit à un angle inférieur à 35° .

b) Production indirecte du méson K^+ par un méson π .

Pour estimer l'importance de la diffusion dans le noyau nous procédons de la façon suivante :

Compte tenu du mouvement de Fermi, une énergie $T_p = 1,2 \text{ Gev}$ est suffisante pour la production d'un méson K^+ de 0,6 Gev/c dans la direction du proton incident. Pour estimer cette production à $T_p = 1,3 \text{ Gev}$ ($p_k^* = 0,18 \text{ Gev/c} - \theta_k^* = 0^\circ$) nous traçons la courbe qui correspond à la section efficace dans le laboratoire pour la production en fonction de T_p . Ceci pour une particule avec la même impulsion p_k^* dans le centre de masse et dans l'hypothèse où la probabilité de production est proportionnelle au volume de l'espace de phase.

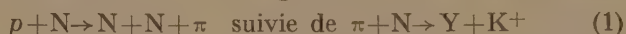
Au moyen d'une valeur expérimentale obtenue par OREAR [5] à $T_p=3$ Gev ($p^*_K=0,26$ Gev/c — $\theta^*_K=180^\circ$) nous normalisons cette courbe et nous obtenons la valeur à 1,3 Gev. Comme nous le verrons plus loin (voir tableau VI) nous savons qu'une telle estimation ne sera pas erronée à plus d'un facteur 10 environ.

Nous sommes ainsi en mesure d'estimer une limite supérieure de la section efficace différentielle à 0° et à $T_p = 1,3$ Gev pour la production d'un méson K^+ de plus de 0,6 Gev/c. Cette production à 1,3 Gev est cinématiquement limitée à un cône de 5° . En utilisant les paramètres du modèle optique, nous voyons que la diffusion élastique à 35° est négligeable, et que 0,01 % des mésons K^+ produits vers l'avant subissent une diffusion inélastique dans l'angle solide $d\Omega$ vu par le quadrupôle à 35° .

Il résulte qu'à 1,3 Gev, au maximum 0,8 % des mésons K^+ observés peuvent être expliqués par une production à un angle faible suivie d'une diffusion.

Production indirecte du méson K^+ par un méson π .

Cinématiquement, le seul type de réaction capable de produire des mésons K^+ à des énergies $T_p \leq 1,5$ Gev est le suivant :



le méson π étant produit par le choc nucléon-nucléon et interagissant à nouveau dans le noyau. Nous avons calculé à partir de quelle énergie des protons incidents il était possible de produire des mésons K^+ suivant la réaction (1) ; on trouve que des protons d'énergie cinétique de 1,04 Gev peuvent produire un méson π dans la direction du proton incident capable de créer un méson K^+ de 0,6 Gev/c à 35° . Si l'on passe, au contraire, par la production d'un méson π à 35° produisant un méson K^+ vers l'avant, le seuil est légèrement plus élevé.

On peut donc expliquer la production des mésons K^+ au-dessous de $T_p=1,5$ Gev par des mésons π intermédiaires. La valeur mesurée à $T_p=1,3$ Gev pour la production des mésons K^+ est de :

$$0,0175 \pm 0,005 \mu \text{ barns/st} \times \text{Mev pour le carbone}$$

$$0,05 \pm 0,015 \mu \text{ barns/st} \times \text{Mev pour le cuivre}$$

$$0,052 \pm 0,015 \mu \text{ barns/st} \times \text{Mev pour le plomb}$$

(Ces chiffres sont calculés en admettant l'étalonnage correct du nombre de protons frappant la cible).

Calculs de la variation de la section efficace de production en fonction de l'énergie des protons incidents.

Dans le paragraphe suivant nous essayerons de calculer la dépendance en fonction de T_p de la section efficace différentielle de production des mésons K^+ de 0,6 Gev/c à 35° , pour la production directe dans un choc p -N.

D'autre part, il existe un certain nombre de déterminations expérimentales de la section efficace différentielle par noyau de cuivre, pour diverses valeurs de T_p , de θ^* et de p_k^* [5, 19, 20]. Pour chacune des hypothèses sur la forme de l'élément de matrice nous comparerons les rapports entre les sections efficaces mesurées au rapport entre les probabilités calculées.

Production directe.

Nous avons fait le calcul d'espace de phase suivant la méthode de R. M. STERNHEIMER, BLOCK et HARTH [18]. Nous supposons que les mésons K^+ sont produits suivant les réactions suivantes :

$$p + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+ + n, \quad (1)$$

$$p + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + p, \quad (2).$$

Dans la suite de ce calcul, pour les applications numériques, nous étudierons surtout la réaction (2). En effet, on peut montrer que, pour connaître la forme du spectre, nous pouvons négliger la différence de masse entre le Λ^0 et le Σ^+ [21]. Si l'on admet que le nucléon dans le noyau-cible possède un moment de Fermi, l'énergie totale dans le système du centre de masse dépend de la vitesse u de ce nucléon (u représente la composante de la vitesse parallèle à la direction du proton incident).

On obtient la section efficace différentielle dans le système du centre de masse, pour une valeur déterminée de u , par la formule suivante :

$$\frac{d^2\bar{\sigma}}{d\bar{\omega}d\bar{T}} = \frac{2\pi}{h^*} \frac{|\bar{H}|^2}{\bar{v}_r} \frac{d^2\bar{\rho}(u)}{d\bar{\omega}d\bar{T}},$$

formule dans laquelle $\bar{H}$ est l'élément de matrice de production, $\bar{\omega}$ et $\bar{T}$ sont l'angle solide et l'énergie cinétique du méson K^+ . Le facteur d'espace de phase, pour un état final à trois corps est représenté par : $d^2\bar{\rho}(u)/d\bar{\omega}d\bar{T}$

$\bar{v}_r$ est la vitesse relative des deux nucléons projectile et cible dans le centre de masse.

Le facteur d'espace de phase a pour expression :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\bar{\rho}(u)}{d\bar{\omega}d\bar{T}} = & \frac{\pi}{6(2\pi h^*)^6} \bar{p}\bar{E} \times \left[1 - 2 \frac{(m_1^2 + m_2^2)}{(\bar{W} - \bar{E})^2 - \bar{p}^2} + \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{(\bar{W} - \bar{E})^2 - \bar{p}^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ & \times \left\{ 3(\bar{W} - \bar{E})^2 \left[1 - \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{(\bar{W} - \bar{E})^2 - \bar{p}^2} \right)^2 \right] \right. \\ & \left. - \bar{p}^2 \left[1 - 2 \frac{(m_1^2 + m_2^2)}{(\bar{W} - \bar{E})^2 - \bar{p}^2} + \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{(\bar{W} - \bar{E})^2 - \bar{p}^2} \right)^2 \right] \right\} \end{aligned}$$

Note : $h^* = \frac{h}{2\pi}$

TABLEAU VI

T _p	P* _k	θ* _k	Sections efficaces différentielles dans les diverses hypothèses sur $ \bar{H} ^2$ (valeurs relatives)			
			mesures	$ \bar{H} ^2 = \text{cte}$ (espace de phase)	$ \bar{H} ^2 = \text{cte} \times \cos^2 \theta^*_{\text{k}}$	$ \bar{H} ^2 = \text{cte}(\gamma^2 - 1)$
a 2,0	0,357	102°	0,35	0,079	0,307	0,82
b 2,5	0,373	113°	0,59	0,62	0,655	0,9
c 3	0,393	119°	1	1	1	1
d 3	0,265	180°	9,5	0,7	6,2	0,65
e 5	1,09	155°	3,16	7,7	58,5	127
f 6,2	0,203	180°	23	1,06	9,5	0,6
g 6,2	0,418	142°	10,7	3,9	21,4	9,2
h 6,2	0,811	148°	3,5	8,3	52	73,5
						0,25
						0,59
						2,74
						445
						2,56
						24,4
						220

Dans cette formule : m_1 et m_2 représentent la masse du Λ^0 et du K^+ . $\bar{E}$ et $\bar{p}$ représentent respectivement l'énergie et le moment du méson K^+ .

En suivant STERNHEIMER, nous prenons comme distribution des moments du nucléon-cible, le modèle qui correspond au gaz de Fermi ; cela donne une distribution parabolique de la forme :

$$P_F(u) = \frac{3}{4u_F} \left(1 - \frac{u^2}{u_F^2} \right) = 3,4 - 67,9u^2,$$

D'autre part, tous nos calculs seront faits avec les 4 hypothèses envisagées par STERNHEIMER sur la forme de $|\bar{H}|^2$ qui représente la matrice de production :

$$|\bar{H}|^2 = \text{cte}$$

$|\bar{H}|^2 = \text{cte} \times \cos^2 \bar{\theta}$ avec $\bar{\theta}$ qui est l'angle du méson K^+ dans le centre de masse.

$$|\bar{H}|^2 = \text{cte} \times (\bar{\gamma}^2 - 1) \text{ avec } \bar{\gamma} = \bar{E}/m_K.$$

$$|\bar{H}|^2 = \text{cte} \times (\bar{\gamma}^2 - 1) \cos^2 \bar{\theta}.$$

La section efficace différentielle dans le laboratoire est obtenue en intégrant l'équation (3) pour les différentes valeurs de u , et en faisant la transformation du système du centre de masse au système du laboratoire ; on obtient l'expression suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dT} = \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} \frac{d^2\sigma(u)}{d\omega d\bar{T}} JP(u) du,$$

$J = p/\bar{p}$, (p représente le moment du méson K^+).

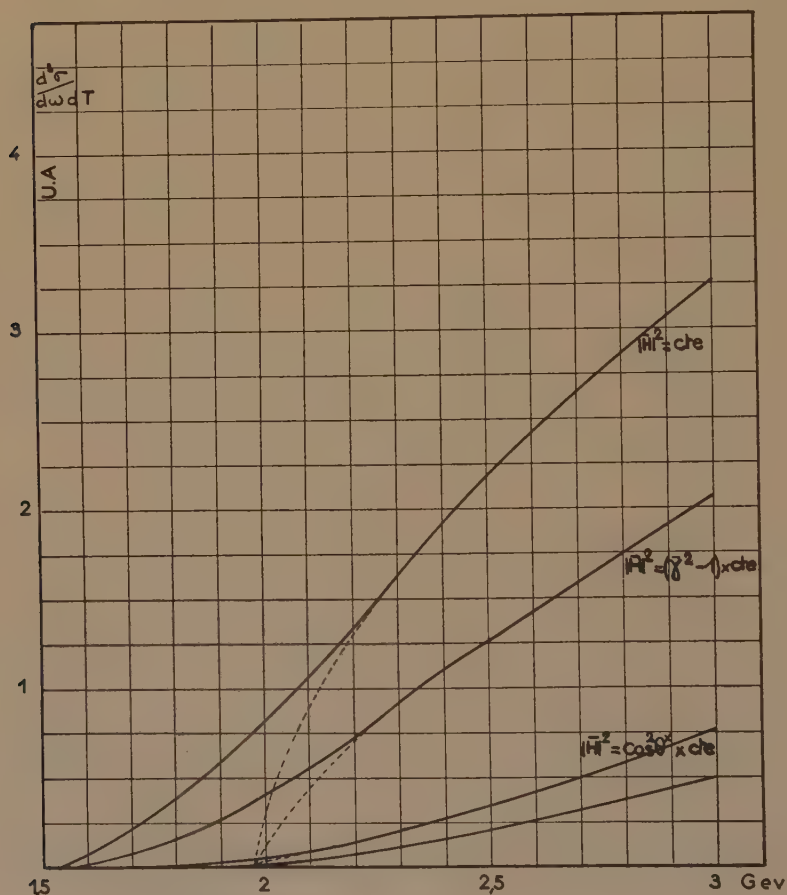
Les résultats de ces calculs sont donnés par les courbes de la fig. XVI.

Pour nous rendre compte de l'influence de l'énergie des nucléons à l'intérieur du noyau, nous avons fait les mêmes calculs pour un nucléon-cible au repos ; le seuil qui est à 1,97 Gev dans ce cas se trouve abaissé à 1,54 Gev lorsque l'on tient compte du mouvement des nucléons-cible. Mais pour des énergies de protons incidents supérieures à 2,25 Gev, la probabilité n'est pas modifiée d'une façon appréciable.

On peut constater que la variation de la section efficace de production des mésons K^+ en fonction de l'énergie des protons incidents T_p est très peu différente pour les 4 hypothèses de calcul, si on considère que chacune des courbes est donnée à un facteur arbitraire près. La précision insuffisante des points expérimentaux ne permet pas de distinguer entre ces 4 hypothèses sur $|\bar{H}|^2$.

Nous essayerons maintenant de voir si la comparaison avec d'autres expériences sur la production des mésons K^+ permet de tirer des conclusions. Les sections efficaces portées dans le tableau VI ont été obtenues dans les diverses expériences (5-19-20) pour

des T_p comprises entre 2 Gev et 6,2 Gev. Nous n'avons retenu que des mesures faites sur cible de cuivre. Dans ce tableau nous avons arbitrairement normalisé toutes les sections efficaces sur celle de notre détermination de la production des mésons K^+ ($\theta_K^* = 119^\circ$ — $p_K^* = 0,393$ Gev/c), à une énergie des protons inci-



COURBES CALCULEES DE PRODUCTION FIG.XVI

dents $T_p = 3$ Gev. La comparaison est surtout affectée par l'incertitude sur la calibration du flux de protons incidents. Nous estimons que cette incertitude est au moins d'un facteur 2 pour la comparaison des différentes expériences :

Les rapports entre les différentes sections efficaces mesurées diffèrent jusqu'à un facteur 10 des rapports correspondants des volumes d'espace de phase. Cependant il semble que l'accord de ces rapports soit en moyenne meilleur pour des mesures correspondant à des angles $\theta^*_{K^+}$ voisins dans le centre de masse et des impulsions voisines, même pour des énergies T_p très différentes (lignes *a, b, c*, lignes *d, f*, lignes *e, h*).

IV. — SPECTRE DES MÉSONS K^+ ENTRE 0,6 GeV/c ET 0,8 GeV/c.

A part la variation en fonction de Z et en fonction de l'énergie des protons incidents, nous avons étudié la variation de la production des mésons K^+ en fonction de leur énergie, dans la région du spectre qui est accessible à notre système de sélection. Ces mesures ont été faites avec une cible de carbone à $T_p=2,8$ GeV et à $\theta=35^\circ$. Le système de sélection peut fonctionner d'une manière satisfaisante pour des impulsions allant de 0,6 GeV/c à 0,7 GeV/c mais nous pouvons étendre les mesures à 0,8 GeV/c par ralentissement des particules.

Les résultats des mesures à 0,6 GeV/c ont déjà été donnés (tableau III).

Nous avons mesuré la production à 0,7 GeV/c de deux façons différentes :

D'abord de la manière habituelle après avoir optimisé les réglages de l'électronique pour une impulsion moyenne de 0,7 GeV/c. Ensuite, nous nous sommes mis dans les conditions de réglages pour 0,6 GeV/c et nous avons placé entre les scintillateurs 1 et 2 un décélérateur de façon que les particules de 0,7 GeV/c, à la sortie de l'aimant, passent par notre système de sélection avec des vitesses correspondant à 0,6 GeV/c. Les décélérateurs étaient soit 5 cm de cuivre, soit 13 cm d'aluminium, soit 20 cm de carbone.

Cette série de mesures nous a permis d'établir les corrections que nous avons dû appliquer à 0,8 GeV/c (voir ci-dessous). La mesure à 0,8 GeV/c a été faite avec un décélérateur de 6 cm de cuivre qui ralentit le faisceau de particules de 0,8 GeV/c à 0,7 GeV/c, les circuits étant réglés pour 0,7 GeV/c.

A) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour ces mesures du spectre des mésons K^+ nous pouvons normaliser directement le nombre de mésons K^+ détectés au taux de comptage M d'un télescope moniteur aligné sur la cible ; l'éner-

gie des protons incidents et la nature de la cible sont en effet fixes. Le taux de comptage du moniteur sera donc proportionnel au nombre de protons traversant la cible.

Corrections.

Sur le rapport $\frac{K}{M}$ nous devons faire les corrections suivantes :

a) Désintégration en vol.

Dans le tableau VII, colonne 4 nous avons reporté cette correction calculée pour la distance $D = 11,6 \text{ m}$ entre la cible et le dernier compteur.

b) Diffusion multiple dans le décélérateur.

Pour cette correction nous avons utilisé la méthode de STERNHEIMER [22].

L'angle moyen de diffusion multiple pour une particule traversant une épaisseur X de matière est :

$$\sqrt{\theta^2} = \frac{21}{P\beta c} \sqrt{\frac{X}{X_0}}$$

où X_0 représente la longueur de radiation du matériau considéré. Le déplacement moyen à l'endroit du dernier compteur qui se trouve à une distance $l = 117 \text{ cm}$ de l'absorbeur est :

$$r_0 = \sqrt{\theta^2} \times l$$

Le faisceau incident est essentiellement défini par le compteur 1 de rayon 3 cm ; le dernier compteur 3 a un rayon de 4,5 cm. Le rayon du compteur 1 étant petit devant la dimension du faisceau, nous pouvons admettre une distribution uniforme de l'intensité du faisceau défini. Dans ces conditions on trouve, d'après les courbes données par STERNHEIMER, la fraction F du faisceau incident qui traverse le compteur 3. Les résultats sont donnés dans la colonne 5 du tableau VII.

c) Interaction nucléaire dans le décélérateur.

Nous utilisons pour le calcul de cette correction les résultats de KERTH [16] qui a déterminé expérimentalement, pour différents matériaux, les paramètres k_1 et k du modèle optique du noyau. Dans ces mesures l'impulsion des mésons K^+ était de 0,5 Gev/c.

Les valeurs de k_1 et k , en unité de 10^{13} cm^{-1} ainsi déterminées sont :

C	Al	Cu
$k_1 = 0,078 \pm 0,062$	$0,191 \pm 0,029$	$0,240 \pm 0,05$
$k = 0,087 \pm 0,003$	$0,077 \pm 0,012$	$0,077 \pm 0,09$

On prend pour rayon du noyau $R = R_0 \times A^{1/3}$ avec $R_0 = 1,4 \times 10^{-13}$ cm.

Si nos compteurs détectent toutes les particules diffusées d'un angle $\theta < \theta_L$ nous devons corriger la section efficace élastique d'une certaine fraction α avec :

$$\alpha = \frac{\int_0^\pi \left[\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} \right] \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \left[\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} \right] \sin \theta d\theta}$$

Le facteur $(1-\alpha)$ représente la fraction des particules qui, malgré une diffusion, sont détectées dans le compteur final. Nous évaluons les valeurs de α pour les différents matériaux en négligeant la diffusion au-delà du premier minimum de diffraction. On admet une dépendance angulaire de l'amplitude de diffusion analogue au cas d'un disque semi-transparent.

Pour la diffusion inélastique on peut introduire de la même manière un coefficient β . Dans notre cas nous pouvons le prendre égal à 1 car d'une part nous sommes en assez bonne géométrie et d'autre part nous exigeons une vitesse de la particule sortante très voisine de celle de la particule incidente.

Les corrections à faire sur le rapport $\frac{K}{M}$ mesuré sont résumées dans le tableau VII.

Dans ce tableau, nous avons porté $\frac{K}{M}$ (à la cible) égal à

$A \times B \times C \times \frac{K}{M}$ (détecté) ; avec

A : correction de la désintégration en vol.

B : correction de la diffusion multiple,

C : correction de l'interaction nucléaire.

L'accord entre la mesure directe à 0,7 Gev/c et les résultats corrigés des mesures avec décélérateur montre que la correction due aux interactions nucléaires a été estimée correctement. En effet la dispersion des résultats n'est pas supérieure aux erreurs statistiques de comptage.

Dans ces conditions nous avons fait les mêmes corrections à 0,8 Gev/c et n'avons considéré que les erreurs statistiques.

Résultats.

Nous nous intéressons surtout ici à l'allure du spectre de production plutôt qu'à la valeur absolue des sections efficaces. C'est pour cela que nous exprimerons à 0,7 Gev/c et 0,8 Gev/c les résultats par rapport à la production à 0,6 Gev/c. Ainsi nous ne faisons pas intervenir l'angle solide ni la calibration des électrodes d'induction. Nos mesures donnent alors :

TABLEAU VII

P_{in}	absorbant	P_{out}	A	B	diffusion		absorption		Correction totale $A \times B \times C$	$\frac{K}{M}$ défecté	$\frac{K}{M}$ à la cible
					$\frac{\sigma_E}{\pi R^2}$	α	$\frac{\sigma_A}{\pi R^2}$	β			
700	0	700	9,35	1					9,35	$3,90 \pm 0,4$	36,4
700	5 cm de Cu	600	9,35	5	0,42	0,43	1,6	1	74	$0,45 \pm 0,05$	33,2
700	13 cm d'Al	600	9,35	3,34	0,34	0,38	1,2	1	48,5	$0,76 \pm 0,08$	36,8
700	20 cm de C	600	9,35	1,83	0,27	0,24	0,18	1	26,8	$1,03 \pm 0,11$	27,6
800	6 cm de Cu	700	6,8	4	0,42	0,43	1,6	1	46	$1,21 \pm 0,13$	56

TABLEAU VIII

	Valeurs expéri- mentales	$ \bar{H} ^2 - \text{cte}$	$ \bar{H} ^2 - \text{cte} \times \cos^2 \theta^*$	$ \bar{H} ^2 = \text{cte} (\gamma^2 - 1)$	$ \bar{H} ^2 = \text{cte} \times \cos^2 \theta^* (\gamma^2 - 1)$	$ \bar{H} ^2 = \text{cte} \times \sin^2 \theta^*$
r_{700}	$1,66 \pm 0,23$	1,102	0,555	1,359	0,881	1,20
r_{800}	$2,14 \pm 0,3$	1,119	0,252	1,712	0,385	1,28

$$P_{.00} = \frac{\left[\frac{K}{M} \right]_{700}}{\left[\frac{K}{M} \right]_{600}} = 2,02 \pm 0,28 \quad P_{800} = \frac{\left[\frac{K}{M} \right]_{800}}{\left[\frac{K}{M} \right]_{600}} = 3,1 \pm 0,43$$

Pour avoir les rapports des sections efficaces différentielles nous devons tenir compte du fait que la largeur absolue de la bande d'impulsion définie par le faisceau augmente d'une façon proportionnelle à l'impulsion :

$$r_{700} = \frac{\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega dT} \right)_{700}}{\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega dT} \right)_{600}} = P_{700} \times \frac{\Delta T_{600} \times \beta_{700}}{\Delta T_{700} \times \beta_{600}} = 1,66 \pm 0,23$$

$$r_{800} = \frac{\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega dT} \right)_{800}}{\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega dT} \right)_{600}} = P_{800} \times \frac{\Delta T_{600} \times \beta_{800}}{\Delta T_{800} \times \beta_{600}} = 2,14 \pm 0,3$$

Nous donnons d'autre part les différents rapports $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ obtenus pour les 3 impulsions où nous avons fait la mesure de la production des mésons K^+ :

$$\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{600} = 85 \pm 12 \quad \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{700} = 50 \pm 7 \quad \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{800} = 27 \pm 4$$

B) ANALYSE DE LA FORME DU SPECTRE

Si nous nous plaçons de nouveau dans l'hypothèse que tous les mésons K^+ sont produits directement dans les chocs $p-N$, nous pouvons prédire la forme du spectre des mésons K^+ à 35° en admettant une probabilité proportionnelle au volume dans l'espace de phase.

Nous avons ainsi calculé les rapports entre les sections efficaces à 0,6 Gev/c, 0,7 Gev/c, 0,8 Gev/c. De même que dans le cas de la dépendance en énergie des protons incidents, nous avons également calculé les rapports prévus si l'on donne à l'élément de matrice de production une certaine dépendance en angle et en énergie.

Les résultats des calculs sont indiqués dans le tableau VIII.

Nous observons une différence entre les rapports prédits par le calcul d'espace de phase et les rapports mesurés. Si l'on veut obtenir un accord au moyen d'une dépendance en θ_k^* , il faudrait introduire une variation très rapide de la production dans un intervalle restreint au voisinage de $\theta_k^* = 90^\circ$.

En ce qui concerne la dépendance en p_k^* , on voit que l'on pourrait obtenir un accord pour l'élément de matrice variant comme $(p_k^*)^n$ avec $n > 2$. Rappelons cependant qu'une telle conclusion est basée sur l'observation d'une partie restreinte du spectre.

Nous allons essayer maintenant de calculer la forme du spectre que l'on obtiendrait si tous les mésons K^+ étaient produits dans des chocs $\pi + N$, les mésons π étant produits dans le noyau même par des protons incidents. Nous exprimerons la forme du spectre des mésons K^+ par la variation du rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ en fonction de l'impulsion du faisceau. La comparaison avec les valeurs observées pour ce rapport ne fera pas intervenir la valeur absolue des sections efficaces de production des mésons π .

Un méson K^+ peut être produit dans une des réactions suivantes :



nous ne considérons que les réactions (3) et (5).

La comparaison des sections efficaces différentielles aux angles de production qui nous intéressent montre en effet que la production associée avec un Λ^0 est de loin la plus importante.

Méthode de calcul.

Nous désignons par oz la direction des protons incidents. Il faut connaître la distribution des mésons π d'une certaine énergie E_π en fonction de l'angle θ' entre le méson π et le proton incident. Les spectres de méson π émis à différents angles dans le laboratoire dans le choc nucléon-nucléon ont été calculés par LINDENBAUM et STERNHEIMER [23], en supposant la formation d'un isobare se désintégrant avec émission du méson π isotrope dans le centre de masse. Ces spectres théoriques rendent assez bien compte des spectres expérimentaux. Pour une énergie de protons donnée, on en déduit la distribution angulaire des mésons π ayant une énergie E_π donnée et on analyse cette distribution en polynômes de LEGENDRE [24]. Le nombre de mésons π émis dans l'angle solide $d\Omega'(\theta', \varphi')$ est alors donné par :

$$\sum a_1 P_1(\cos \theta') d\Omega'$$

Si nous appelons $A(\alpha)$ la probabilité qu'un méson π interagisse dans le noyau avec un nucléon et cause l'émission d'un méson K^+ sous l'angle α (par rapport au π incident) dans l'angle solide $d\Omega(\theta, \varphi)$, le nombre de mésons K émis dans la direction α sera :

$$\sum a_1 P_1(\cos \theta') A(\alpha) d\Omega' d\Omega \quad (1)$$

Changement de variable.

Pour effectuer les calculs, il est plus commode de changer de

système d'axes. On prend pour axe OZ, la direction d'observation des mésons K^+ et pour plan ZOX, le plan défini par l'axe OZ et la direction des protons incidents. Dans ce système de référence, la direction des protons incidents est définie par l'angle $\theta = 35^\circ$ et un angle $\varphi=0$. Quant à la direction des mésons π définie précédemment par (θ', φ') elle sera définie par les angles (α, β)

Le théorème d'addition des fonctions sphériques donne :

$$P_l(\cos\theta') = \frac{2}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} P_l^m(\cos\alpha) e^{im\beta} P_l^m(\cos\theta)$$

$$d\Omega' = \sin\alpha d\alpha d\beta$$

En transformant l'expression (1), nous obtenons pour le nombre de mésons K^+ émis suivant l'axe OZ :

$$d\Omega \sum_l \frac{2a_l}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} P_l^m(\cos\alpha) e^{im\beta} A(\alpha) P_l^m(\cos\theta) \sin\alpha d\alpha d\beta$$

$$= d\Omega \times 2\pi \sum_l a_l P_l^0(\cos\theta) \frac{2A(\alpha)}{2l+1} P_l^0(\cos\alpha) \sin\alpha d\alpha$$

soit en utilisant les polynômes de LEGENDRE non normalisés :

$$d\Omega \times 2\pi \sum_l a_l P_l(\cos\theta) A(\alpha) P_l(\cos\alpha) \sin\alpha d\alpha$$

Nous calculons d'abord le rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ à $\theta' = 35^\circ$,

$p_k=0,6$ Gev/c. Les sections efficaces de production de mésons π seront données en valeurs relatives, normalisées à la valeur de la section efficace différentielle à 35° et $0,6$ Gev/c. Cela revient à poser :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \right)_\pi \text{ (pour } \theta'=35^\circ - p=0,6 \text{ Gev/c)} = 1 \text{ pour des protons}$$

incidents de $2,8$ Gev.

L'angle solide $d\Omega'$ est donné dans le nouveau système par :

$$d\Omega' = \int_0^{2\pi} \sin\alpha d\alpha d\beta = 2\pi \sin\alpha d\alpha$$

La contribution des mésons π dans l'intervalle compris entre α et $\alpha+d\alpha$ donne :

$$\Delta N \text{ mésons } K = \frac{\Delta N}{\Delta p_k} \times \Delta p_k \text{ dans l'intervalle } \Delta p_k.$$

où $\Delta p_k = cte \times \Delta \cos\alpha$.

Pour calculer la relation entre Δp_k et $\Delta \cos\alpha$, on part de

la formule qui donne l'angle α sous lequel un méson π d'énergie E_π produit un méson K d'impulsion p_k .

$$\cos \alpha = \frac{A + E_N E_K + p_N p_\pi + E_\pi E_K - E_N E_\pi}{p_N p_K + p_K p_\pi}$$

dans laquelle : $A = \frac{1}{2} (m_Y^2 - m_N^2 - m_K^2 - m_\pi^2)$

E_N et p_N : l'énergie et le moment du nucléon-cible.

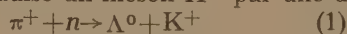
E_K et p_K : l'énergie et le moment du méson K,

E_π et p_π : l'énergie et le moment du méson π incident.

Cette relation sera dérivée par rapport à p_k pour obtenir $\frac{\Delta \cos \alpha}{\Delta p_k}$

Calcul de A (α).

Il nous reste à calculer la probabilité qu'un méson π^+ ou π^0 produise un méson K⁺ par une des réactions :



Pour chaque méson π^+ ou π^0 produit, cette probabilité est égale à :

$A(\alpha)^+ =$ probabilité de réabsorption du

$$\pi^+ \times \frac{A-Z}{A} \left\{ \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+)}{\sigma_t(\pi^+ n)} \right\}$$

$A(\alpha)^0 =$ probabilité de réabsorption du

$$\pi^0 \times \frac{Z}{A} \left\{ \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+)}{\sigma_t(\pi^0 p)} \right\}$$

Comme la réaction produisant un Λ^0 passe par l'état $T = 1/2$, la réaction (2) a deux fois moins de chances de se produire que la réaction (1), on a :

$$A(\alpha) = \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{\pi^0}{\pi^+} \right] \right\} \left\{ \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^+)}{\sigma_t(\pi^+ n)} \right\} \times \text{probabilité de réabsorption.}$$

Dans cette formule, $\left[\frac{\pi^0}{\pi^+} \right] = 0,75$ est le rapport calculé entre la production des π^0 et des π^+ ; nous avons supposé $\sigma_t(\pi^+ n) \simeq \sigma_t(\pi^0 p)$ et $A = 2Z$.

Calcul de la fraction de mésons π réabsorbés.

Le noyau est supposé sphérique et de rayon R. Un proton

incident a un certain libre parcours moyen λ dans le noyau et la probabilité p_x d'être absorbé après un parcours compris entre t et $t+dt$.

$$p_x = \frac{2\pi x dx dt}{\pi R^2 \lambda} e^{-t/\lambda} \text{ après être entré entre } x \text{ et } x + dx.$$

La probabilité de donner une interaction dans le noyau est, après intégration :

$$p = \int_0^R \frac{2}{R^2} (1 - e^{-y/\lambda}) y dy \quad \text{avec } x^2 + y^2 = R^2.$$

La probabilité pour que le méson π formé soit absorbé est :

$$P' = \int p_x e^{-\frac{(2y-t)}{\lambda'}} \text{ où } \lambda' \text{ est le libre parcours moyen des mésons } \pi$$

On trouve après avoir fait les calculs :

$$P' = \frac{2\lambda'}{R^2 (\lambda - \lambda')} \int_0^R y \left(e^{-2y/\lambda} - e^{-2y/\lambda'} \right) dy$$

La fraction absorbée sera de :

$$a = \frac{p'}{p} = \frac{\lambda}{\lambda - \lambda'} \frac{\int_0^R y \left(e^{-2y/\lambda} - e^{-2y/\lambda'} \right) dy}{\int_0^R y \left(1 - e^{-2y/\lambda} \right) dy}$$

$$= \frac{\lambda}{\lambda - \lambda'} \frac{\frac{\lambda^2}{4} \left[1 - e^{-2R/\lambda} \left(\frac{2R}{\lambda} + 1 \right) \right] - \frac{\lambda'^2}{4} \left[1 - e^{-2R/\lambda'} \left(\frac{2R}{\lambda'} + 1 \right) \right]}{\frac{R^2}{2} + \frac{\lambda^2}{4} \left[e^{-2R/\lambda} \left(1 + \frac{2R}{\lambda} \right) \right]}$$

Le libre parcours moyen des protons (λ) et des mésons π (λ') est donné par :

$$\lambda = \frac{4\pi}{3} \frac{R_0^3}{\sigma}$$

$$\text{et } \lambda' = \frac{4\pi}{3} \frac{R_0^3}{\sigma'}$$

avec $R_0 = 1,4 \times 10^{-13} \text{ cm}$

Nous prenons : $\bar{\sigma} = 25 \text{ mb}$

$\bar{\sigma}' = 29 \text{ mb}$ (valeur moyenne pour $T \geq 0,45 \text{ GeV}$)

Le calcul de la réabsorption donne : $a = 0,69$.

Résultats des calculs.

Les rapports $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ pour une énergie des protons incidents égale à 2,8 Gev, et pour des mésons K^+ de 0,6 Gev/c, 0,7 Gev/c, 0,8 Gev/c, sont :

Valeurs calculées :

$$\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{600} = 110 \pm 35 \quad \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{700} = 210 \pm 60 \quad \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{800} = 280 \pm 85$$

Valeurs expérimentales :

$$\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{600} = 85 \pm 12 \quad \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{700} = 50 \pm 7 \quad \left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]_{800} = 27 \pm 4$$

L'incertitude sur les rapports calculés provient surtout de l'erreur sur les valeurs des sections efficaces différentielles de la production associée.

Nous retenons surtout que la production par des mésons π intermédiaires devrait conduire à une augmentation sensible du rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ en allant de 0,6 à 0,8 Gev/c, tandis que les valeurs expérimentales diminuent. Cela conduit à penser que ce processus n'est pas prédominant pour la production des mésons K^+ dans cette région du spectre à une énergie des protons incidents de $T_p=2,8$ Gev.

V.— CONCLUSIONS

Nous résumons les différents résultats que nous avons obtenus.

1) La variation observée en fonction de Z donnait une montée moins rapide de la section efficace par noyau que celle calculée dans le cas d'un choc direct du type $p+N \rightarrow K^+ + Y + N$. Le rapport $\frac{\sigma_{pb}}{\sigma_c}$ calculé est supérieur de 40% environ à la valeur expérimentale. Le rapport calculé dans le cas où les mésons K^+ sont produits par des mésons π intermédiaires ($p+N \rightarrow \pi+N+N$, suivie de $\pi+N \rightarrow Y+K^+$) est supérieur de 75% à la valeur observée.

2) La variation de la production des mésons K^+ en fonction de l'énergie des protons incidents montre qu'il y a compatibilité entre le résultat de l'expérience et la variation calculée dans l'hypothèse d'une production associée directe, sans permettre toutefois de distinguer entre les différentes hypothèses que nous avons

faites sur les propriétés de l'élément de matrice. Nous n'avons pas pu calculer la variation de la section efficace en fonction de l'énergie dans l'hypothèse de la production par des mésons π intermédiaires. Cependant l'observation de mésons K^+ à $T_p = 1,3$ Gev nous a conduit à conclure que cette production par des mésons π doit également intervenir. Elle nous donne une estimation de la limite inférieure de la production par ce processus.

3) En examinant la forme du spectre des mésons K^+ avec des protons incidents d'une énergie $T_p=2,8$ Gev, on trouve que les valeurs observées ne varient pas comme les volumes correspondants de l'espace de phase.

En calculant les rapports $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ dans l'hypothèse où tous les mésons K^+ proviennent de l'interaction d'un méson π sur un deuxième nucléon du noyau, on constate encore une variation de ce rapport qui ne semble pas en accord avec la variation observée. Cependant l'ordre de grandeur du rapport $\left[\frac{\pi^+}{K^+} \right]$ ainsi calculé indique qu'une fraction non négligeable des mésons K^+ observés, à l'énergie 2,8 Gev, doit être due à ce processus.

De l'ensemble de ces résultats nous pouvons conclure qu'une fraction des mésons K^+ produits dans un noyau par des protons incidents provient d'une interaction d'un méson π sur un deuxième nucléon du noyau. Nous sommes arrivés à cette conclusion par des calculs où nous avons traité les nucléons comme indépendants, et nous avons donc assimilé les mésons π aux mésons π réels observés à l'extérieur du noyau.

En ce qui concerne la production des mésons K^+ impliquant un seul nucléon du noyau, l'ensemble des résultats ne nous permet pas d'aboutir à des conclusions précises sur les propriétés des éléments de matrice qui peuvent intervenir dans le processus direct. Cependant le spectre observé des mésons K^+ semble indiquer que l'élément de matrice principal augmente rapidement en fonction de l'impulsion p_k^* des mésons K^+ . Une variation proportionnelle à $(p_k^*)^n$ avec $n > 2$ serait en accord avec le spectre observé et compatible avec la variation de la production en fonction de l'énergie des protons incidents.

Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance à Monsieur le Professeur SCHERER du laboratoire de physique de l'Université de Caen à qui je dois le goût de la physique et qui a bien voulu patronner ce travail et m'encourager avec bienveillance dans mes recherches.

Je remercie aussi le Professeur A. BERTHELOT pour l'hospitalité qui m'a été accordée au centre de Saclay où ce travail a été effectué.

Dans mon travail j'ai été assisté par le groupe d'électronique du Service de Physique corpusculaire Haute Energie de Saclay. Je remercie très vivement MM. DETÈUF, FALK-VAIRANT, VALLADAS et VAN ROSSUM pour l'intérêt qu'ils ont pris à ce travail et pour les remarques avisées qu'ils ont pu me faire.

Je remercie tous mes camarades qui, à des titres divers, se sont intéressés à mes recherches et m'ont prêté leur concours : M. J. SÉGUINOT du Laboratoire de Physique de Caen, M. R. TURLAY du Service de Physique Corpusculaire Haute Energie de Saclay, M. OSTENS, stagiaire au Service de Physique Corpusculaire Haute Energie de Saclay, et le personnel du bureau de calcul de Saclay.

Je tiens aussi à remercier M. R. LÉVY-MANDEL et tous les ingénieurs et techniciens qui ont fait fonctionner l'accélérateur « Saturne » et nous ont permis de réaliser cette expérience.

Je remercie enfin le Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation de recherches depuis 1957.

BIBLIOGRAPHIE

1. STEINBERGER (J.), 1958. — Annual International conférence on high energie physics at C.E.R.N.
 2. VANDEN VELDE (Jc.) et al. — *Bull. Am. phy. soc.* Ser. II. **2**. 221 (1957).
 3. EISLER (F.R.) et al. — *Bull. Am. phy. soc.* Ser. II. **2**. 221. (1957).
 4. BOWEN (T.) et al. — *Bull. Am. phy. soc.* Ser. II. **2**. 221. (1957).
 5. OREAR, BAUMEL et al. — *Phy. Rev.* **108**, 1322 (1957).
 6. HORNBOSTEL et SALANT (E.O.). — *Phy. Rev.* **112**, 1311. (1958).
 7. BLUMENFELD et al. — *Bull. Am. phy. soc.* Ser. II. **1**, 19. (1957).
 8. COOL, MORRIS et al. — *Phys. Rev.* **108**. 1048. (1957).
 9. COOL (R.), PICCONI et CLARK. — *Phys. Rev.* **103**. 1082. (1956).
 10. BRISSON (J.C.), VALLADAS (G.) et VAN ZURK (R.). — L'électronique nucléaire. Paris 1958, p. 233.
 11. JELLEY (J.V.). — Čerenkov radiation and its application (*Pergamon Press. Inc.*, New-York (1959).
 12. FITCH (V.) et MOTLEY (R.). — *Phys. Rev.*, **101**. 496. (1956).
 13. KINSEY et ANDERSON (A.). — *Rev. Sci. Instr.* **30**. 869. (1959).
 14. FERNBACK, SERBER et TAYLOR. — *Phys. Rev.* **75**. 1352. (1949).
 15. Progress in nucléar physics, volume 7. Optical model for nucléar scattering. A. E. Glassgold.
 16. Thomas Kerth (Thèse). U.C.R.L. 3747.
 17. LINDENBAUM et YUAN. — *Phys. Rev.* **105**. 1931 (1957).
 18. STERNHEIMER (R.M.), BLOCK et HARTH. — *Phys. Rev.* **100**. 324. (1955).
 19. VAN ROSSUM (L.) et KERTH (L.T.). U.C.R.L. 35747.
 20. CRAWFORD (F.S.). U.C.R.L. eng Note 4310-03.
 21. LORY (J.). — (Communication privée).
 22. STERNHEIMER. — *Rev. Sci. Instr.* **25**. 1070 (1954).
 23. LINDENBAUM et STERNHEIMER. — *Phys. Rev.* **105**. 1874. (1957).
 24. BERTHELOT (A.). — *Les mésons π* (appendice 3).
-

TABLE DES MATIÈRES

I. INTRODUCTION	5
II. IDENTIFICATION DES MÉSONS K^+	7
A) LE FAISCEAU SECONDAIRE	7
B) LE DISPOSITIF ÉLECTRONIQUE	8
1) LE PRINCIPE DE LA SÉLECTION	8
2) DESCRIPTION DES COMPTEURS ČERENKOV.....	16
3) RÉGLAGES ET CONTRÔLE DES CIRCUITS	22
C) VÉRIFICATION DE LA SÉLECTION	25
1) LA MESURE DU PARCOURS RÉSIDUEL.....	25
2) LA MESURE DE LA DURÉE DE VIE.....	27
III. VARIATION DE LA PRODUCTION DES MÉSONS K^+ EN FONCTION DE Z ET EN FONCTION DE L'ÉNERGIE T_p DES PROTONS INCIDENTS....	29
A) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	29
B) ANALYSE DE LA DÉPENDANCE EN Z.....	34
C) ANALYSE DE LA DÉPENDANCE EN T_p	42
IV. SPECTRE D'IMPULSION DES MÉSONS K^+ ENTRE $p_K=0,6$ Gev/c et $p_K=0,8$ Gev/c..	49
A) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.	49
B) ANALYSE DE LA FORME DU SPECTRE	53
V. CONCLUSION	58
BIBLIOGRAPHIE.....	61

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Mesure de l'hélicité des particules élémentaires.

Vu :

Le Président de la Thèse,

M. SCHERER.

VU ET APPROUVÉ :

Caen le 28 mars 1960.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. LOZAC'H.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Université de Caen,

M. DAURE.

NEMOURS — IMP. ANDRÉ LESOT 20-4-60. DÉPÔT LÉGAL - 60.2.448
